

# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Том 99, номер 11, 2022

---

---

Влияние пятен на поверхности звезды на определение параметров двойной системы с экзопланетой	
<i>М. К. Абубекеров, Н. Ю. Гостев</i>	883
Эволюция рентгеновской двойной системы Sco X-1 в рамках модели индуцированного звездного ветра	
<i>А. В. Федорова, А. В. Тутуков</i>	890
Применение методов синтетической доплеровской томографии к исследованию затменного поляра V808 Aur	
<i>А. Ю. Сытов, А. В. Соболев</i>	902
Переменность радиоизлучения остатков сверхновых и возможный механизм явления	
<i>В. П. Иванов, А. В. Ипатов, И. А. Рахимов, Т. С. Андреева</i>	921
Спектральное распределение энергии у звезд типа Т Тельца с остаточным диском	
<i>Н. З. Исмаилов, У. С. Валиев</i>	933
Наблюдения магнитара SGR J1830–0645 и пульсара J0250+5854 на частоте 111 МГц	
<i>Б. Я. Лосовский, А. П. Глушак</i>	950
К проблеме статуса звезды Schulte 12 в ассоциации Cyg OB2	
<i>В. Г. Клочкова, Е. С. Ислентьева, В. Е. Панчук</i>	959
Влияние диффузии магнитного поля на структуру протяженных оболочек горячих юпитеров	
<i>А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало</i>	970
Влияние эксцентриситета орбиты на течение в оболочке горячего юпитера	
<i>П. В. Кайгородов, Д. В. Бисикало</i>	979
Звездные потоки околосолнечных звезд и метеоры земной атмосферы	
<i>А. В. Тутуков, Н. В. Чупина, С. В. Верецагин</i>	991
Исследование процессов охлаждения на фазе спада солнечных и звездных вспышек	
<i>И. Д. Мотык, Л. К. Кашапова</i>	1008
Комплексы активности и корональные дыры на Солнце: феноменология связи	
<i>С. А. Язев, В. М. Томозов, Е. С. Исаева</i>	1016

Прецессия пробных орбит в циркумбинарных экзопланетных системах <i>Б. П. Кондратьев, В. С. Корноухов</i>	1029
О некоторых вопросах кросс-идентификации астрономических каталогов <i>Д. А. Ладейщиков, А. М. Соболев</i>	1040
Ударные события как возможный механизм активации сублимационно-пылевой активности астероидов главного пояса <i>Б. М. Шустов, Р. В. Золотарёв, В. В. Бусарев, М. П. Шербина</i>	1058
Поправка: Спутниковые мегасозвездия и проблема тёмного и спокойного неба (Астрономический журнал, т. 99, № 8, С. 694 (2022)) <i>Б. М. Шустов</i>	1072

---

---

## ВЛИЯНИЕ ПЯТЕН НА ПОВЕРХНОСТИ ЗВЕЗДЫ НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ С ЭКЗОПЛАНЕТОЙ

© 2022 г. М. К. Абубекеров<sup>1</sup>, \*, Н. Ю. Гостев<sup>1</sup>, \*\*

<sup>1</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

\*E-mail: marat@sai.msu.ru

\*\*E-mail: ngostev@mail.ru

Поступила в редакцию 06.07.2022 г.

После доработки 22.08.2022 г.

Принята к публикации 30.08.2022 г.

Разработан алгоритм моделирования теоретической “наблюдаемой” кривой блеска двойной системы с экзопланетой, на поверхности материнской звезды которой присутствуют пятна. Исследованы возмущения значений параметров двойной системы, привносимые пятнами. Показано, что эффект влияния запятненности поверхности звезды слабым образом сказывается на значениях радиуса звезды и угла наклона орбиты, но оказывает заметное влияние на остальные параметры.

*Ключевые слова:* параметры двойной системы с экзопланетой, пятна, влияние пятен на параметры двойной, коэффициенты потемнения к краю, радиус планеты

DOI: 10.31857/S0004629922100012

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время при интерпретации транзитных кривых блеска все больше уделяется внимание эффектам второго порядка малости, поскольку уровень точности современных космических телескопов позволяет обнаруживать такие эффекты. К этим эффектам, в том числе, относятся эффекты, связанные с возмущением кривой блеска пятнами на поверхности материнской звезды. В частности, авторов данной работы интересовало влияние пятен на коэффициенты потемнения к краю — насколько достоверны коэффициенты потемнения к краю при определении их значений из наблюдаемой транзитной кривой блеска? Так, например, в работе [1] продемонстрировано различие коэффициентов потемнения к краю, определяемых в разные эпохи наблюдения звезды, которое вероятно вызвано запятненностью звезды. Также в работах [2–4] отмечается значимое отличие модельных коэффициентов потемнения к краю от эмпирических у звезды HD 209458, полученных во всех десяти светочастотах. Не исключено, что разница значений коэффициентов потемнения к краю вызвана в том числе и влиянием пятен на наблюдаемую транзитную кривую блеска и неучетом этого эффекта при расчетах.

В то же время изучение такого рода эффектов на основании анализа реально наблюдаемых кривых блеска затруднено тем, что неизвестно, какой

была бы кривая блеска в отсутствие искажений, вызванных теми или иными факторами. Кроме того, трудно отличить тонкие эффекты, вызванные различными факторами. Например, сложно отличить эффекты, вызванные вспышками и пятнами. По этой причине для изучения влияния возмущения кривой блеска на результаты ее интерпретации желательнее использовать синтетическую кривую блеска, относительно которой достоверно известно, какие именно возмущающие факторы присутствуют.

Моделирование кривой блеска, имитирующей реальную наблюдаемую кривую блеска, осуществлялось и ранее. Например, в работе [5] описано моделирование цветного шума, присутствующего в кривой блеска, на основании заданных параметров шума. Однако, даже если такой подход и дает синтетическую кривую блеска, с шумом, близким по своим параметрам к шуму реальной кривой блеска, остается неясной связь между шумовым искажением кривой блеска и вызывающими его физическими факторами. Поэтому авторы разработали свой подход к моделированию кривой блеска путем прямого задания физических факторов, вызывающих искажение кривой блеска, в данном случае, наличия пятен на поверхности звезды. Указанный подход в физическом аспекте аналогичен подсчету излученных звездой фотонов, попадающих на ПЗС матрицу телескопа, а в математическом — эквивалентен

тен вычислению методом Монте-Карло такого интеграла по поверхности звезды, который дает блеск двойной звездной системы. При этом пятнистая структура звезды непосредственно задается через функцию распределения яркости по поверхности звезды. Такой подход хотя и занимает ощутимое вычислительное время (порядка одного-двух часов для одной кривой блеска, состоящей из двух тысяч точек наблюдения), позволяет получить кривую блеска, аналогичную кривой блеска звезды с заданной пятнистой структурой.

В данной работе авторы моделируют наблюдаемые транзитные кривые блеска с разным числом пятен и разным их расположением на поверхности материнской звезды и интерпретируют посредством высокоточного алгоритма интерпретации транзитных кривых блеска [6–10]. Значения параметров двойной звездной системы с экзопланетой при этом берутся близкими к значениям параметров системы Kepler-6b.

## 2. МЕТОД ИНТЕРПРЕТАЦИИ

Метод интерпретации наблюдаемых транзитных кривых блеска двойной системы с экзопланетой основан на алгоритме высокоточного вычисления блеска при транзите планеты по диску звезды, описанному в цикле работ [4, 6–10].

Использовалась модель двух сферических звезд на круговой орбите, в отсутствие эффектов отражения и эллипсоидальности. Относительный радиус полости Роша в десятки раз превосходит радиус планеты [11]. Поэтому наше предположение о сферичности планеты вполне обосновано. То же самое можно сказать и об оптической звезде.

При расчете кривой блеска в качестве функций распределения яркости по диску звезды использовался линейный закон потемнения к краю диска с линейным коэффициентом потемнения к краю  $x$ :

$$I(\rho) = I_0 \left( 1 - x + x \sqrt{1 - \frac{\rho^2}{r_s^2}} \right), \quad (1)$$

и квадратичный закон потемнения к краю диска, отличающийся от линейного дополнительным слагаемым, содержащим квадратичный коэффициент потемнения к краю  $y$ :

$$I(\rho) = I_0 \left( 1 - x \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{\rho^2}{r_s^2}} \right) - y \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{\rho^2}{r_s^2}} \right)^2 \right). \quad (2)$$

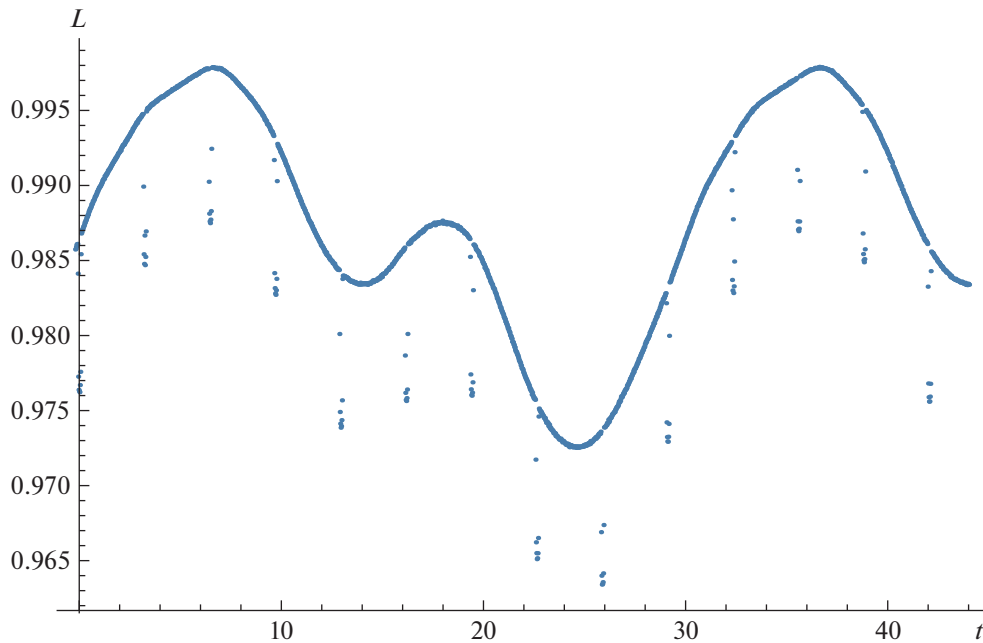
Здесь  $\rho$  – полярное расстояние от центра диска звезды,  $I_0$  – яркость в центре диска, а  $r_s$  – радиус диска звезды. Яркость в центре планеты  $i$ , соответственно, яркость в любой точке ее диска, предполагается равной нулю. Планета в орбитальной

фазе  $\theta = \pi$  затмевает компонент-звезду. Единицей длины в наших моделях является расстояние между центрами масс звезды и планеты ( $a = 1$ ), орбита считается круговой. “Третий свет” в модели отсутствует. Радиус планеты обозначен как  $r_p$ . Искомыми параметрами модели являются радиусы звезды и планеты,  $r_s$  и  $r_p$ , угол наклона орбиты  $i$ , коэффициент потемнения к краю  $x$ , а в случае квадратичного закона потемнения к краю – также и коэффициент потемнения  $y$ .

Полный блеск системы предполагается известным, в используемой нормировке он равен единице. Предполагается, что наблюдаемые значения блеска распределены по нормальному закону. Также полагаются известными стандартные отклонения наблюдаемых значений блеска  $\sigma$ . Значения радиусов звезды и планеты задаются в единицах радиуса орбиты.

## 3. МОДЕЛЬНЫЕ “НАБЛЮДАЕМЫЕ” КРИВЫЕ БЛЕСКА

Звездная поверхность предполагается сферой, на которой заданы пятна как области с меньшей яркостью, чем на незапятнанной части поверхности звезды (см. рис. 1). При этом звезда вращается вокруг заданной оси с заданным периодом, значительно превышающим длительность затмения. Для тестовых расчетов этот период взят равным 30 сут. Моделирование наблюдаемого блеска осуществляется путем вычисления суммарного блеска – суммирования значений яркости всех точек (центров площадок, на которые была разбита поверхность объекта) на поверхности звезды с учетом проекции на картинную плоскость и предполагаемых законов потемнения к краю. Количество точек выбирается в зависимости от требуемой точности синтезированного таким образом потока наблюдения. В наших расчетах это количество полагалось равным  $10^8$ . Такое количество позволяет обеспечить точность кривой блеска около  $5 \times 10^{-5}$  внезатменного блеска, что соответствует уровню точности современных космических телескопов. Одновременно вычисляются и оценки стандартного отклонения наблюдаемого блеска. Такое вычисление, с одной стороны, аналогично подсчету фотонов, производимому с помощью ПЗС матрицы телескопа, с другой стороны, является по существу вычислением интеграла по яркости методом Монте-Карло (погрешность которого распределена нормально, равно как и предполагаемая ошибка наблюдения). Полученная кривая имеет тренд – существенное изменение интенсивности на временных масштабах порядка периода вращения звезды (см. 1). В ходе интерпретации данный тренд снимается путем аппроксимации полиномами и тригонометрическими функциями во внезатменной



**Рис. 1.** Исходная синтетическая наблюдаемая кривая блеска двойной системы с экзопланетой при запятненности 3.0% (7 пятен, по оси абсцисс отложено время  $t$  в днях).

части кривой блеска: значение наблюдаемого блеска делится на значение аппроксимирующей функции в соответствующей точке. В результате получаем кривую блеска с невыходящим за пределы погрешности наблюдения блеском вне затмения (см. рис. 2 и 3). Такая кривая интерпретируется с помощью ранее разработанного высокоточного алгоритма. Далее, полученные результаты интерпретации сравниваются с результатами, полученными при отсутствии пятен, а полученные параметры — с исходными параметрами модели. Исследование проводилось с разным числом пятен. Предварительные исследования показали, что наличие пятен на поверхности звезды больше всего искажает величину радиуса планеты. При этом значения радиуса звезды двойной системы и угла наклона почти не подвержены изменению из-за запятненности поверхности материнской звезды.

Для моделирования “наблюдаемой” транзитной кривой блеска использовалась модель двойной системы с параметрами, представленными в табл. 1. Значения параметров типичны для двойных систем с горячим Юпитером, и близки к значениям параметров двойной системы Kepler-6b (см., напр., [12–14]). Значения радиусов даны в единицах расстояния между центрами масс звезды и планеты  $a$ .

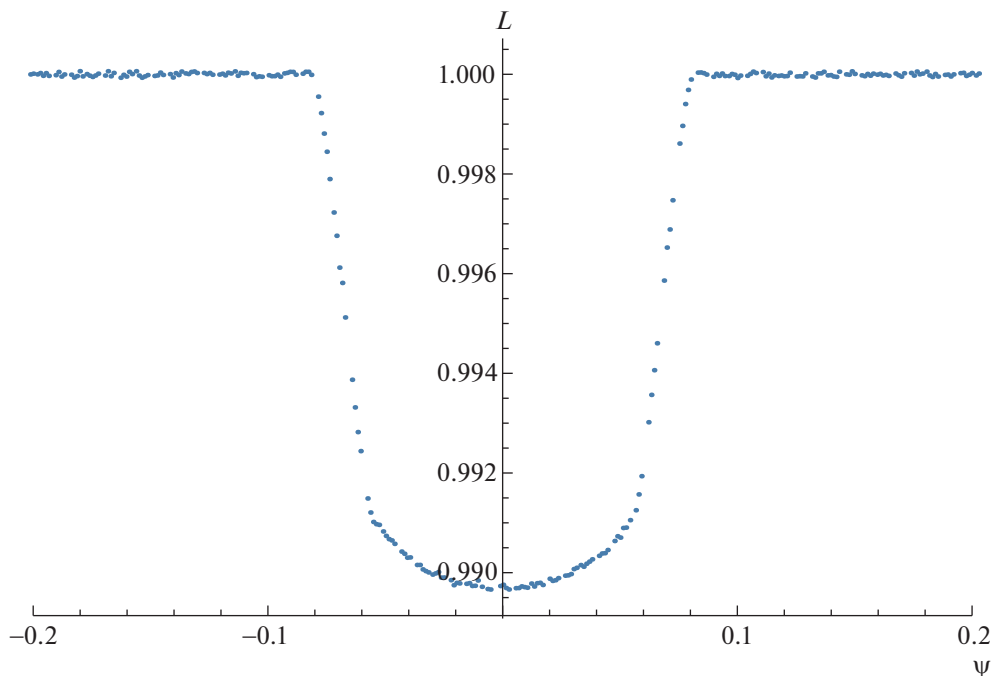
Система координат, связанная со звездной сферой, выбиралась так, чтобы ось  $X$  была направлена по направлению движения планеты, из

центра звезды вдоль пересечения плоскости орбиты и картинной плоскости. Ось  $Z$  направлена по направлению к наблюдателю (Земле). Ось  $Y$  направлена так, чтобы вектора  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  образовывали правую тройку (налево, если ось  $Z$  направлена вверх, и смотреть вдоль оси  $X$ ). Количество пятен  $n$  на поверхности варьировалось от 7 до 20, в каждом случае в качестве пятнистой структуры брались первые  $n$  пятен из набора 20 круговых пятен различного размера, угловой радиус которых в радианах составлял  $0.1 + 0.01j$ ,  $j = 0-19$ . Аксиальный угол  $\theta_j$  каждого пятна из пятнистой структуры брался равным  $\pi/6 + \pi j/n$  радиан. В качестве значений полярного угла  $\phi_j$  в радианах бы-

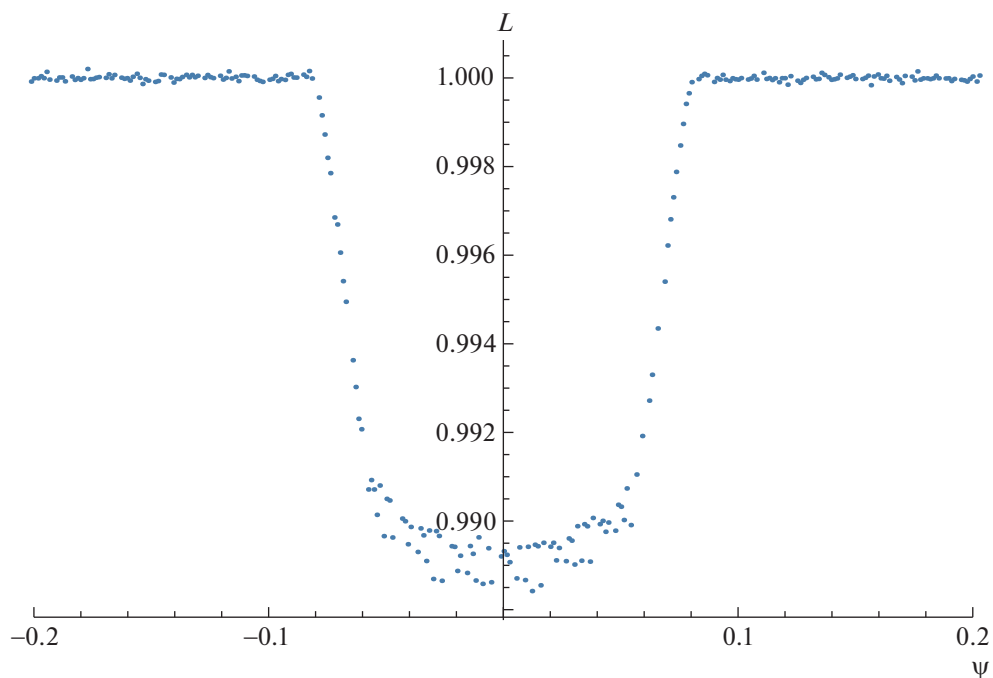
**Таблица 1.** Численные значения параметров модели двойной системы с экзопланетой

Параметр	Значение
$r_s, a$	0.1785
$r_p, a$	0.01767
$i, ^\circ$	83.14
$x$	0.3862
$y$	0.0
$P$ , дни	3.234723

Примечание.  $a$  — расстояние между центрами масс звезды и планеты,  $x$  — линейный коэффициент потемнения к краю.



**Рис. 2.** Нормализованная синтетическая наблюдаемая кривая блеска двойной системы с экзопланетой после удаления тренда при запятненности 3.0% (7 пятен, по оси абсцисс отложена фаза  $\Psi$  в радианах).



**Рис. 3.** Нормализованная синтетическая наблюдаемая кривая блеска двойной системы с экзопланетой после удаления тренда при запятненности 11.5% (15 пятен, по оси абсцисс отложена фаза  $\Psi$  в радианах).

ла взята псевдослучайная последовательность значений в диапазоне от  $\pi/5$  до  $36\pi/5$ . Эти значения  $\phi_j$  вычислялись по формуле  $k_j\pi/5$ , где  $k_0 = 1$ ,

$k_{j+1} = (23k_j) \bmod 37$  (здесь  $\bmod$  означает операцию взятия остатка от деления). Таким образом, обеспечивалось достаточно хаотичное располо-

**Таблица 2.** Результаты интерпретации кривых блеска двойных звездных систем с пятнами в линейном законе потемнения к краю

Запятненность	$i, ^\circ$	$r_s, a$	$r_p, a$	$x$	$\chi^2_{\text{red}}$
Без пятен (модель)	83.14	0.1785	0.01767	0.3862	—
7 пятен, 3.0%	$83.131 \pm 0.032$	$0.17856 \pm 0.00034$	$0.017957 \pm 0.000040$	$0.3857 \pm 0.0043$	1.0686
8 пятен, 3.7%	$83.125 \pm 0.034$	$0.17865 \pm 0.00036$	$0.018005 \pm 0.000043$	$0.3850 \pm 0.0046$	1.1561
9 пятен, 4.6%	$83.153 \pm 0.036$	$0.17832 \pm 0.00038$	$0.018011 \pm 0.000046$	$0.3877 \pm 0.0049$	1.1981
10 пятен, 5.5%	$83.203 \pm 0.038$	$0.17769 \pm 0.00041$	$0.017993 \pm 0.000049$	$0.3847 \pm 0.0051$	1.4193
11 пятен, 6.4%	$83.131 \pm 0.032$	$0.17856 \pm 0.00034$	$0.017957 \pm 0.000041$	$0.3857 \pm 0.0043$	1.0686
12 пятен, 7.5%	$83.175 \pm 0.041$	$0.17809 \pm 0.00043$	$0.018115 \pm 0.000052$	$0.3919 \pm 0.0054$	1.6385
13 пятен, 8.8%	$83.229 \pm 0.042$	$0.17759 \pm 0.00045$	$0.018084 \pm 0.000054$	$0.3959 \pm 0.0056$	1.6228
14 пятен, 10.0%	$83.240 \pm 0.044$	$0.17746 \pm 0.00047$	$0.018114 \pm 0.000057$	$0.3992 \pm 0.0057$	1.7115
15 пятен, 11.5%	$83.194 \pm 0.047$	$0.17787 \pm 0.00049$	$0.018210 \pm 0.000060$	$0.3938 \pm 0.0060$	1.7681
20 пятен, 20.6%	$83.747 \pm 0.053$	$0.17171 \pm 0.00053$	$0.017604 \pm 0.000066$	$0.4063 \pm 0.0062$	1.8481

Примечание.  $a$  – расстояние между центрами масс звезды и планеты,  $x$  – линейный коэффициент потемнения к краю.

**Таблица 3.** Результаты интерпретации кривых блеска двойных звездных систем с пятнами в квадратичном законе потемнения к краю

$S, \%$	$i, ^\circ$	$r_s, a$	$r_p, a$	$x$	$y$	$\chi^2$
Модель	83.14	0.1785	0.01767	0.3862	0.0	—
3.0	$83.135 \pm 0.037$	$0.17854 \pm 0.00036$	$0.017948 \pm 0.000058$	$0.376 \pm 0.042$	$0.013 \pm 0.056$	1.0691
3.7	$83.109 \pm 0.039$	$0.17873 \pm 0.00037$	$0.018045 \pm 0.000062$	$0.427 \pm 0.044$	$-0.056 \pm 0.059$	1.1562
4.6	$83.116 \pm 0.039$	$0.17850 \pm 0.00038$	$0.018100 \pm 0.000064$	$0.477 \pm 0.045$	$-0.120 \pm 0.060$	1.1968
5.5	$83.146 \pm 0.040$	$0.17799 \pm 0.00039$	$0.018125 \pm 0.000065$	$0.512 \pm 0.046$	$-0.171 \pm 0.061$	1.4167
6.4	$83.135 \pm 0.037$	$0.17854 \pm 0.00035$	$0.017948 \pm 0.000058$	$0.376 \pm 0.042$	$0.013 \pm 0.056$	1.0691
7.5	$83.115 \pm 0.043$	$0.17838 \pm 0.00042$	$0.018262 \pm 0.000071$	$0.540 \pm 0.049$	$-0.198 \pm 0.065$	1.6352
8.8	$83.170 \pm 0.044$	$0.17789 \pm 0.00043$	$0.018220 \pm 0.000072$	$0.524 \pm 0.050$	$-0.173 \pm 0.067$	1.6207
10.0	$83.187 \pm 0.047$	$0.17775 \pm 0.00045$	$0.018234 \pm 0.000076$	$0.511 \pm 0.052$	$-0.150 \pm 0.069$	1.7104
11.5	$83.153 \pm 0.049$	$0.17809 \pm 0.00048$	$0.018303 \pm 0.000080$	$0.481 \pm 0.056$	$-0.117 \pm 0.074$	1.7679
20.6	$83.850 \pm 0.072$	$0.17117 \pm 0.00063$	$0.017417 \pm 0.000099$	$0.240 \pm 0.054$	$0.241 \pm 0.080$	1.8438

Примечание.  $S$  – запятненность поверхности звезды (%).  $a$  – расстояние между центрами масс звезды и планеты,  $x$  – линейный коэффициент потемнения к краю,  $y$  – квадратичный коэффициент потемнения к краю.

жение пятен на поверхности звезды. Предполагалось, что температура незапятнанной поверхности звезды составляет 6500 К, а запятнанной – 4500 К соответственно, яркость в области пятна вычислялась исходя из закона Стефана–Больцмана, как  $(4500/6500)^4 \approx 0.2297..$  от яркости в незапятнанной части.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ТРАНЗИТНЫХ КРИВЫХ БЛЕСКА

Интерпретация модельной кривой блеска проведена для двух законов потемнения звезды к краю – в линейном и квадратичном. Интерпретация выполнена для разной площади запятненности звезды, от ~3.0% при 7 пятнах до 20.5% при

20 пятнах. При этом исключены точки, в которых планета проходит по пятну, исходя из того, что в затменной части кривой блеска они выпадают из нее вверх более, чем на 10 стандартных отклонений синтетических значений наблюдаемого блеска.

Результаты интерпретации в предположении линейного закона потемнения звезды к краю представлены в табл. 2, результаты интерпретации при квадратичном законе потемнения звезды к краю – в табл. 3. В качестве ошибки параметров указаны их стандартные отклонения  $\sigma$ .

Из табл. 2 видно, что в подавляющем большинстве случаев модели кривых блеска отвергаются по критерию  $\chi^2$ . Это говорит о том, что пятна привносят в кривую блеска статистически

значимые изменения. Вычислим величину количественного влияния возмущения вследствие запятненности звезды на геометрические параметры и коэффициенты потемнения к краю.

При интерпретации кривой блеска в линейном законе потемнения, согласно результатам табл. 2, значения радиуса звезды, угла наклона орбиты и линейного коэффициента потемнения к краю устойчивы к возмущению кривой блеска пятнами при запятненности не более 11.5%, их отклонение в этом случае не превышает  $\sim 2\sigma$ . Однако у радиуса планеты отклонение больше  $7\sigma$ .

Отметим, что согласно работе [15] максимальная запятненность поверхности звезд составляет 6%. У подавляющего числа звезд запятненность менее 6%.

В случае квадратичного закона потемнения к краю мы видим, что параметры двойной системы, кроме радиуса планеты, также устойчивы к наличию пятен и их количеству (хотя коэффициенты потемнения к краю устойчивы несколько меньше, чем радиус звезды и угол наклона орбиты). Из табл. 3 видно, что их максимальное изменение не более  $3\sigma$ . В то же время изменения радиуса планеты достаточно значимы даже для малого числа пятен. Так, отклонение величины найденного значения радиуса планеты относительно истинного модельного значения уже при 4.6% запятненности звезды составляет  $7.4\sigma$ .

На рис. 2, 3 представлены кривые блеска, синтезированные с учетом присутствия пятен на поверхности звезды с запятненностью 3.0% и 15%. При их построении учтен тренд нормализованной сводной кривой блеска. Из рисунков видно, что в случае запятненности поверхности звезды до 11.5% сводная кривая блеска значительно возмущена, что, соответственно, сказывается на получаемых из ее решения значениях параметров двойной системы.

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ

В приведенных выше расчетах показано, как могут изменяться результаты интерпретации кривой блеска двойной системы с экзопланетой в зависимости от площади запятненной поверхности материнской звезды.

Численные значения радиуса звезды, наклона орбиты и коэффициентов потемнения к краю оказываются сравнительно устойчивыми в пределах погрешностей к площади запятненности звезды — их изменения составляют не более  $3\sigma$  при запятненности до 11.5%.

Тут следует отметить, что величина  $3\sigma$ , на которую могут отклоняться от модельных значений, например, коэффициенты потемнения к краю, тоже могла бы считаться значительной, если бы

речь шла об интерпретации в предположении идеально верной модели классической затменной двойной системы. Однако, как следует из сказанного выше, мы интерпретируем кривую блеска, полученную после снятия тренда с синтетической наблюдаемой кривой блеска путем деления на аппроксимирующую функцию. Очевидно, что такое деление создаст дополнительный разброс точек в минимумах кривой блеска, поскольку значения аппроксимирующей функции в каждом из минимумов разные. На рис. 2, 3 видно, как увеличивается разброс с увеличением количества пятен. Это же показывает и рост величины  $\chi^2$ . Поэтому вполне уместно принять в качестве консервативного значения погрешности  $3\sigma$  (см. также [16]). Однако увеличение найденного радиуса планеты уже не может быть объяснено такими же простыми соображениями. Можно также отметить, что значения коэффициентов потемнения к краю несколько сильнее отклоняются от модельных значений с ростом запятненности, хотя это отклонение и не такое явное, как отклонение значения радиуса планеты.

Также запятненность увеличивает значение  $\chi^2$ , которое характеризует достоверность определения параметров затменной двойной системы по транзитной кривой блеска.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Реализован алгоритм моделирования кривой блеска затменной двойной системы с экзопланетой, позволяющий учесть запятненность поверхности звезды. С помощью данного алгоритма получены синтетические транзитные кривые блеска затменной двойной системы с экзопланетой. На основании их интерпретации исследовано влияние запятненности поверхности звезды на результаты интерпретации транзитной кривой блеска. Показано, что запятненность поверхности звезды оказывает определенное влияние на достоверность получаемых результатов интерпретации транзитной кривой блеска, как на основании общего критерия  $\chi^2$ , так и путем анализа отклонений найденных значений конкретных параметров от их модельных значений. Показано, что более всего запятненность влияет на определение значения радиуса планеты.

Алгоритм моделирования кривой блеска с учетом запятненности поверхности звезды, а также полученные с его помощью синтетические кривые блеска, исследуемые в данной работе, выложены на сайте Государственного астрономического института им. П.К. Штернберга<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> <http://lnfm1.sai.msu.ru/~ngostev/Files/ModelingSpots.zip>



## БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят академика А.М. Черепашука за полезные советы и обсуждение данной работы.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *M. K. Abubekеров, H. Ю. Гостев*, Астрон. журн. **97**, 531 (2020).
2. *J. Southworth*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **386**, 1644 (2008).
3. *A. Claret*, Astron. and Astrophys. **506**, 1335 (2009).
4. *M. K. Abubekеров, H. Ю. Гостев, A. M. Черепашук*, Астрон. журн. **87**, 1199 (2010).
5. *J. A. Carter and J. N. Winn*, Astrophys. J. **704**, 51 (2009).
6. *M. K. Abubekеров, H. Ю. Гостев, A. M. Черепашук*, Астрон. журн. **85**, 121 (2008).
7. *M. K. Abubekеров, H. Ю. Гостев, A. M. Черепашук*, Астрон. журн. **86**, 778 (2009).
8. *M. K. Abubekеров and N. Yu. Gostev*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **432**, 2216 (2013).
9. *M. K. Abubekеров and N. Yu. Gostev*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **459**, 2078 (2016).
10. *M. K. Abubekеров and N. Yu. Gostev*, Astron. and Astrophys. **633**, id. A96 (2020).
11. *H. Ю. Гостев*, Астрон. журн. **88**, 704 (2011).
12. *D. G. Koch, W. J. Borucki, J. F. Rowe, N. M. Batalha, et al.*, Astrophys. J. **713**, id. 131 (2010).
13. *E. W. Dunham, W. J. Borucki, D. G. Koch, N. M. Batalha, et al.*, Astrophys. J. **713**, L136 (2010).
14. *D. W. Latham, W. J. Borucki, D. G. Koch, T. M. Brown, et al.*, Astrophys. J. **713**, L140 (2010).
15. *I. S. Savanov*, Astrophys. Bull. **76**, 157 (2021).
16. *M. K. Abubekеров, H. Ю. Гостев*, Вычисл. методы и программирование **15**, 677 (2014).

## ЭВОЛЮЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ SCO X-1 В РАМКАХ МОДЕЛИ ИНДУЦИРОВАННОГО ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА

© 2022 г. А. В. Федорова<sup>1</sup>, \*, А. В. Тутуков<sup>1</sup>, \*\*

<sup>1</sup> Институт астрономии РАН, Москва, Россия

\*E-mail: afed@inasan.ru

\*\*E-mail: atutukov@inasan.ru

Поступила в редакцию 03.07.2022 г.

После доработки 04.08.2022 г.

Принята к публикации 30.08.2022 г.

В рамках модели индуцированного звездного ветра (ИЗВ, ISW) моделируется и теоретически воспроизводится возможная эволюция рентгеновской двойной системы Sco X-1 после формирования в ней нейтронной звезды. Показано, что не выходя за допустимые границы интервала параметров модели ИЗВ, можно воспроизвести характеристики системы, полученные ранее в модели неполного заполнения полости Роша донором — оптической звездой (со степенью заполнения 0.38) путем моделирования оптических орбитальных кривых блеска Sco X-1. Высокий темп потери массы донором обусловлен его облучением жестким излучением, возникающим при аккреции на нейтронную звезду. В треках, которые представляются наиболее подходящими для эволюции Sco X-1, нами получено такое же значение степени заполнения донором полости Роша (0.38). Согласно результатам наших расчетов, наиболее вероятное значение начальной массы донора в момент формирования в системе нейтронной звезды не слишком превышает его современную массу  $\sim 0.4 M_{\odot}$  и может быть близким к  $(0.5-0.7) M_{\odot}$ . Отношение скорости звездного ветра донора к параболической скорости на его поверхности в наших расчетах получается близким к 0.5–0.6. Основным смысл этого параметра в нашей модели — определение захватываемой аккректором доли вещества донора. При таких значениях  $\alpha_{\text{ISW}}$  эта доля достаточно велика, что необходимо для возникновения интенсивного ИЗВ. Однако в реальной системе возможно наличие процессов, увеличивающих эту долю даже при высокой скорости ветра. Тем самым его реальная скорость может быть более высокой, чем скорость, соответствующая полученным нами значениям  $\alpha_{\text{ISW}}$ .

*Ключевые слова:* тесные двойные системы, Sco X-1, моделирование, индуцированный звездный ветер

DOI: 10.31857/S000462992210005X

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Маломассивная рентгеновская двойная система Sco X-1 = V818 Sco — это первый компактный рентгеновский источник, обнаруженный в 1962 г. за пределами Солнечной системы [1]. Система — короткопериодическая, ее орбитальный период составляет 18.9 ч. Шкловский [2] впервые предположил, что Sco X-1 содержит нейтронную звезду (НЗ). Последующие многочисленные исследования Sco X-1 в рентгеновском, оптическом и радиодиапазонах (см., напр., [3]) показали, что Sco X-1 имеет рентгеновский поток на уровне эддингтоновского предела для нейтронной звезды, что позволяет оценить расстояние до Sco X-1 как  $2 \pm 0.5$  кпк. Спутник НЗ (оптическая звезда) является маломассивной звездой и, возможно, принадлежит к звездам главной последовательности (ГП). НЗ аккрецирует вещество спутника, при

этом наблюдаемый рентгеновский поток Sco X-1 предполагает высокий темп обмена массой.

Одно из самых последних детальных исследований этой двойной системы осуществлено А.М. Черепашуком и соавт. [4, 5], которые выполнили моделирование оптических орбитальных кривых блеска Sco X-1 в рамках двух моделей. Первая из них предполагает полное заполнение оптической звездой своей полости Роша [4]. В результате моделирования авторами получены результаты, удовлетворяющие имеющимся наблюдательным данным, и найдены оптимальные значения параметров системы, соответствующие данной гипотезе. Сделан вывод, что в рамках этой модели оптическая звезда (донор) с массой  $M_2 \approx 0.4 M_{\odot}$  обладает значительными избытками радиуса и светимости для своей массы:  $R_2 \approx 1.25 R_{\odot}$ ,  $L_{\text{bol}} = (2.1-4.6) \times 10^{32}$  эрг/с. Таким

образом, в первой модели донор является мало-массивным субгигантом. По оценке авторов, его начальная масса должна превышать  $0.8 M_{\odot}$ . Аккреция вещества донора на НЗ осуществляется в основном через точку  $L_1$ .

Вторая модель [5] предполагает неполное заполнение оптической звездой своей полости Роша. В этом случае нейтронная звезда аккрецирует вещество интенсивного звездного ветра донора. Авторы указывают, что этот ветер может быть индуцирован сильным прогревом звезды жестким излучением, возникающим при аккреции. В рамках второй модели авторам также удалось непротиворечиво описать наблюдаемые оптические кривые блеска в нижнем и верхнем состояниях (а также среднюю кривую блеска) и найти оптимальные значения параметров системы. Согласно этой модели, донор системы с массой  $M_2 \approx 0.4 M_{\odot}$  является звездой ГП с радиусом  $R_2 \approx 0.4 R_{\odot}$ . При этом степень заполнения донором своей полости Роша составляет 0.38. Именно к этой второй модели относится наше исследование, предпринятое в предлагаемой статье. Его цель — показать возможность осуществления этой модели.

Приведем здесь другие полученные в [5] значения параметров Sco X-1 и данную в этой работе информацию об этой системе. Нейтронная звезда (аккректор) имеет массу  $M_1 = (1.5 \pm 0.1) M_{\odot}$ . Радиус аккреционного диска в системе относительно мал и составляет  $\sim 0.35 R_{\odot}$ . Наиболее вероятное отношение скорости звездного ветра донора к параболической скорости на его поверхности находится в интервале 1–2. Болومترическая светимость центральных частей диска, близкая к рентгеновской светимости системы, меняется от  $L \approx 6.3 \times 10^{37}$  эрг/с в низком состоянии до  $L \approx 3.1 \times 10^{38}$  эрг/с в высоком состоянии. Средняя кривая соответствует  $L \approx 1.9 \times 10^{38}$  эрг/с. Как отмечают авторы, второе и третье значения несколько превышают эддингтоновский предел для нейтронной звезды.

Авторы работы [5] указывают, что хотя донор системы не заполняет свою полость Роша, но индуцированный звездный ветер, возникающий в результате облучения донора жестким излучением, обусловленным аккрецией на НЗ, может обеспечить наблюдаемые темпы аккреции.

В настоящей статье мы в рамках модели ИЗВ исследуем возможную эволюцию двойной системы Sco X-1 после формирования НЗ с целью определить, при каких параметрах этой модели можно воспроизвести результаты, полученные в работе [5]. Мы используем модель индуцированного звездного ветра для звезд, облучаемых жестким излучением аккрецирующего компактного

спутника, которая была разработана А.В. Тутуковым и соавт. [6, 7] и применена к исследованию эволюции двойных систем с черными дырами звездных масс [7, 8] и нейтронными звездами [9]. Эти исследования действительно показали, что даже при неполном заполнении донором своей полости Роша облучение жестким излучением способно усилить его звездный ветер до интенсивности, приближающейся к эддингтоновскому пределу для компактного аккректора.

Отметим, что предлагались и другие гипотезы, объясняющие повышенную интенсивность потери массы спутником НЗ. Например, в работе [10] предполагается, что в подобных двойных системах может усиливаться магнитный звездный ветер (МЗВ) донора. Мы в нашей работе предполагаем, что параметры МЗВ в исследуемой системе таковы же, как в катаклизмических двойных системах [11]. В этом случае потеря углового момента из системы посредством МЗВ не связана с существенной потерей массы донором.

В разделе 2 данной статьи кратко изложена модель ИЗВ, в разделе 3 описаны результаты численного моделирования, в разделе 4 обсуждается возможное наличие в реальной двойной системе процессов, которые даже при высокой скорости звездного ветра способны увеличить долю вещества этого ветра, захватываемую аккректором.

## 2. МОДЕЛЬ ИНДУЦИРОВАННОГО ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА

В данной работе нами используется сравнительно простая самосогласованная аналитическая модель для описания индуцированного звездного ветра донора, возникающего при его облучении жестким излучением аккрецирующей релятивистской звезды. В статье [6] дано краткое описание вывода формулы для темпа ИЗВ. Повторим здесь этот вывод более подробно. В принятой нами модели предполагается, что  $L_{\text{int}}$  — энергия жесткого излучения аккрецирующей релятивистской звезды, падающая на поверхность донора в единицу времени, тратится на подъем вещества звездного ветра с поверхности донора и на охлаждение короны донора из горячего газа вещества ветра в результате свободно-свободных переходов [12]:

$$L_{\text{int}} = GM_2/R_2 \dot{M}_{\text{ISW}} + L_{\text{cool}}, \quad (1)$$

где  $\dot{M}_{\text{ISW}}$  — темп ИЗВ,  $L_{\text{cool}}$  — энергия, идущая на охлаждение вещества ветра. С другой стороны,  $L_{\text{int}}$  определяется формулой:

$$L_{\text{int}} = \eta c^2 \dot{M}_{\text{acc}} \frac{R_2^2}{4A^2}, \quad (2)$$

где  $A$  – большая полуось орбиты,  $\dot{M}_{\text{acc}}$  – темп аккреции на релятивистскую звезду,  $\eta$  – эффективность аккреции: энергия, выделяющаяся при аккреции одного грамма вещества, равна  $\eta c^2$ , где  $c$  – скорость света. При выводе формулы для темпа ИЗВ мы принимали  $\eta = 0.1$ . Вопрос о реальном значении  $\eta$ , которое может отличаться от этой величины, обсуждается ниже, в разделе 3.1. В предположении, что объем короны донора равен объему звезды,  $L_{\text{cool}}$  в единицах [эрг см<sup>3</sup>/с] определяется соотношением [12]:

$$L_{\text{cool}} \approx 10^{-22} n_e^2 \frac{4\pi R_2^3}{3}, \quad (3)$$

где  $n_e$  – электронная плотность в короне донора в [см<sup>-3</sup>].

Выразим  $\dot{M}_{\text{ISW}}$  через плотность вещества звездного ветра и его скорость:

$$\dot{M}_{\text{ISW}} = 4\pi R_2^2 n_e \mu_e m_H v_{\text{ISW}}, \quad (4)$$

где  $m_H$  – масса атома водорода,  $\mu_e$  – число атомов водорода, приходящееся на один электрон. Скорость звездного ветра  $v_{\text{ISW}}$  определяется формулой:

$$v_{\text{ISW}} = \alpha_{\text{ISW}} (2GM_2/R_2)^{1/2}. \quad (5)$$

Здесь  $\alpha_{\text{ISW}}$  – параметр, равный отношению скорости звездного ветра к параболической скорости на поверхности донора.

В итоге получаем две основных формулы:

$$\dot{M}_{\text{ISW}} = 4\pi R_2^2 n_e \mu_e m_H \alpha_{\text{ISW}} \left(2G \frac{M_2}{R_2}\right)^{1/2}, \quad (6)$$

$$0.1c^2 \frac{R_2^2}{4A^2} \dot{M}_{\text{acc}} = G \frac{M_2}{R_2} \dot{M}_{\text{ISW}} + 10^{-22} n_e^2 4\pi \frac{R_2^3}{3}. \quad (7)$$

Обе формулы содержат электронную плотность  $n_e$ . Если из формулы (6) выразить  $n_e^2$  через  $\dot{M}_{\text{ISW}}$  и подставить в формулу (7), получим квадратное уравнение для  $\dot{M}_{\text{ISW}}$ . Решение этого уравнения и представляет собой формулу для темпа потери массы донором посредством ИЗВ.

Результирующая формула имеет вид:

$$\dot{M}_{\text{ISW}} = 2.47 \times 10^{-10} f \frac{\alpha_{\text{ISW}}^2 M_2^2}{R_2} \times \left[ \left( 1 + 9.53 \times 10^{13} \frac{R_2^4}{\alpha_{\text{ISW}}^2 M_2^3 A^2} \dot{M}_{\text{acc}} \right)^{1/2} - 1 \right]. \quad (8)$$

Здесь параметры донора  $M_2$ ,  $R_2$  и большая полуось орбиты  $A$  выражены в солнечных единицах,  $\dot{M}_{\text{ISW}}$  и  $\dot{M}_{\text{acc}}$  выражены в  $M_{\odot}/\text{год}$ .

Темп аккреции вещества ИЗВ на релятивистскую звезду вычислялся нами с использованием классической формулы Бонди-Хойла:

$$\dot{M}_{\text{acc,ISW}} = \frac{1}{4\alpha_{\text{ISW}}^4} \left( \frac{M_1 R_2}{M_2 A} \right)^2 \dot{M}_{\text{ISW}}, \quad (9)$$

где  $M_1$  – масса аккретора. Чем меньше  $\alpha_{\text{ISW}}$ , тем больше доля звездного ветра донора, захватываемая аккретором, и тем больше темп аккреции. Причем эта зависимость достаточно сильная, поскольку доля захватываемого вещества обратно пропорциональна  $\alpha_{\text{ISW}}^4$ .

Если донор заполняет полость Роша,  $\dot{M}_{\text{acc}} = \dot{M}_{\text{acc,ISW}} + \dot{M}_{L1}$ , где  $\dot{M}_{L1}$  – темп обмена массой через точку  $L1$ . Если донор не заполняет полость Роша,  $\dot{M}_{\text{acc}} = \dot{M}_{\text{acc,ISW}}$ . Кроме того, в наших расчетах предполагалось, что темп аккреции на релятивистскую звезду ограничен эддингтоновским пределом для аккретора. В случае превышения этого предела в качестве  $\dot{M}_{\text{acc}}$  берется предельное значение, а остальное вещество считается потерянными из системы.

В формулу (8) добавлен коэффициент  $f$  – параметр порядка единицы, учитывающий неопределенность принятого формализма в нашей сравнительно простой модели. В дальнейшем мы будем называть его коэффициентом интенсивности ИЗВ. Чем больше  $f$ , тем сильнее индуцированный звездный ветер.

Не исключена возможность, что при применении данной модели к конкретным системам этот коэффициент может быть больше единицы. Например, в нашей модели доля звездного ветра, захватываемая аккретором, вычисляется с помощью формулы (9), предполагающей сферическую симметрию ветра. Но в реальности из-за концентрации потока к центральной оси системы, соединяющей звезды, аккретор может захватывать в разы больше вещества (этот вопрос подробнее обсуждается ниже, в разделе 4). В результате интенсивность ИЗВ при заданном  $\alpha_{\text{ISW}}$  может быть значительно выше, чем значение, вычисленное по формуле (8) при  $f = 1$ . Кроме того, как отмечено выше, эффективность аккреции  $\eta$  при выводе этой формулы принималась равной 0.1, в то время как в реальных системах она может быть заметно больше (см. раздел 3.1), что также усилит ИЗВ.

В результате формула (8) для интенсивности ИЗВ содержит два основных параметра порядка единицы –  $f$  и  $\alpha_{\text{ISW}}$ , от которых существенно зависят результаты расчетов. В одной из наших первых работ [7] с моделированием эволюции двойных систем с черными дырами (ЧД) звездных масс в рамках модели ИЗВ формула (8) применялась без использования коэффициента эффек-

тивности ИЗВ, т.е. реально  $f$  предполагалось равным единице, как и значение  $\alpha_{\text{ISW}}$ . (Заметим, что наша сравнительно простая модель ИЗВ не учитывает возможных отличий аккреции на ЧД от аккреции на НЗ.) На основании расчетов с такими параметрами в работе [7] был сделан вывод, что яркий рентгеновский источник при неполном заполнении донором полости Роша можно получить только при степени заполнения  $D$  больше  $\sim 0.8$ . В представленной работе рассматривается вдвое меньшая степень заполнения ( $D \approx 0.38$ ). Ниже на основании результатов расчетов будет показано, что в этом случае для получения яркого рентгеновского источника необходимо значительно увеличить  $f$  и уменьшить  $\alpha_{\text{ISW}}$ .

С другой стороны, интервал значений коэффициента эффективности  $f$  должен быть ограничен сверху. Нет теоретических оснований считать, что  $f$  может быть очень велико. Предыдущие исследования [8, 9], показали, что наличие ИЗВ приводит к увеличению орбитального периода системы. Однако необходимо отметить, что периоды самых ярких маломассивных рентгеновских двойных с нейтронными звездами в основном не превышают  $\sim 20$  ч [13, 14]. Поэтому в данной работе мы ищем минимальные значения  $f$ , при которых возможно воспроизведение основных характеристик Sco X-1.

Разумеется, сложные физические процессы в системе Sco X-1 не учитываются нашей простой моделью. Стоит отметить, что параметр  $\alpha_{\text{ISW}}$  в данной модели не столько описывает конкретные свойства звездного ветра донора, сколько определяет долю этого ветра, аккрецируемую нейтронной звездой. Ниже мы более подробно рассмотрим факторы, способные увеличить эту долю при достаточно высокой скорости звездного ветра.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

#### 3.1. О методе расчета эволюции двойной системы

Целью приведенных здесь численных расчетов было выяснение, какие параметры ИЗВ в рамках принятых предположений лучше соответствуют наблюдаемому темпу аккреции на НЗ в системе Sco X-1 и при какой начальной массе донора лучше воспроизводятся полученные в [5] параметры системы, в частности  $D$  — степень заполнения донором полости Роша, т.е. отношение радиуса донора к среднему радиусу полости Роша.

В расчетах мы предполагали, что темп аккреции на НЗ ограничен эддингтоновским пределом. Именно в этом предположении делается большинство численных исследований эволюции ТДС с компактными аккреторами, хотя следует отметить, что сверхэддингтоновская аккре-

ция на компактные звезды считается вполне возможной [15].

Как указано в [5], болометрическая светимость центральных частей диска, близкая к рентгеновской светимости системы, меняется от  $L \approx 6.3 \times 10^{37}$  эрг/с в низком состоянии до  $L \approx 3.1 \times 10^{38}$  эрг/с в высоком состоянии, а средняя кривая соответствует  $L \approx 1.9 \times 10^{38}$  эрг/с. Соответствующие значения темпа аккреции вещества на НЗ можно оценить, приняв определенную величину эффективности аккреции  $\eta$  (энергия, выделяющаяся при аккреции одного грамма вещества, равна  $\eta c^2$ ). Вопрос о реальном значении  $\eta$  довольно сложен (см., напр., его обсуждение в [16]). При аккреции водородно-гелиевого вещества с  $X \approx 0.7$  величина  $\eta$  может быть близкой к 0.2 (см., напр., [10, 17, 18]). Это значение  $\eta$  можно рассматривать как “типичное” для целого ряда исследований ТДС с компактными аккреторами, причем данные работы успешно воспроизводят наблюдаемые свойства таких систем.

Если принять  $\eta = 0.2$ , то указанным выше значениям светимости соответствуют темпы аккреции вещества на НЗ, близкие к  $5.4 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ ,  $1.7 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$  и  $2.7 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$  соответственно. Для эддингтоновского предела скорости аккреции на НЗ мы принимали оценку  $1.5 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$  (соответствующую принятому значению  $\eta$ ).

При воспроизведении возможной эволюции Sco X-1 мы предполагали, что при  $M_2 = 0.4 M_{\odot}$  темп аккреции на НЗ является эддингтоновским. Соответственно, скорость потери массы донором должна превышать эддингтоновский предел, поскольку на НЗ аккрецируется только часть вещества звездного ветра, зависящая от  $\alpha_{\text{ISW}}$ .

При расчетах эволюционных треков мы предполагали, что в момент окончательного формирования двойной системы с нейтронной звездой маломассивный донор с начальной массой  $(M_2)_0$  не заполняет свою полость Роша. Нами исследованы три варианта значений начальной массы донора: 0.5, 0.7, 1.0  $M_{\odot}$ . Начальная степень заполнения донором полости Роша  $D_0$  подбиралась так, чтобы в ходе дальнейшей эволюции системы при уменьшении его массы до 0.4  $M_{\odot}$  орбитальный период был равен периоду Sco X-1 и составлял 18.9 ч при массе аккретора 1.50  $M_{\odot}$ .

Параметрами расчетов, кроме начальной массы донора, были два основных параметра модели ИЗВ: 1) коэффициент эффективности ИЗВ  $f$  — параметр порядка единицы. Чем больше  $f$ , тем сильнее индуцированный звездный ветер. 2)  $\alpha_{\text{ISW}}$  —

**Таблица 1.** Параметры треков, имитирующих эволюцию Sco X-1

$N$	$(M_2)_0,$ $M_\odot$	$f$	$\alpha_{\text{ISW}}$	$(M_1)_0,$ $M_\odot$	$(P_{\text{orb}})_0,$ ч	$\dot{M}_{\text{ISW}},$ $M_\odot/\text{год}$	$\dot{M}_{\text{acc}},$ $M_\odot/\text{год}$	$R_2, R_\odot$	$D$	$part$
1	0.5	2.5	0.5	1.45	14.0	$2.3 \times 10^{-8}$	$1.4 \times 10^{-8}$	0.46	0.38	0.59
2	0.5	5.0	0.5	1.48	13.4	$4.9 \times 10^{-8}$	$1.5 \times 10^{-8}$	0.46	0.38	0.61
3	0.5	2.5	0.8	1.49	16.7	$7.3 \times 10^{-9}$	$6.1 \times 10^{-10}$	0.44	0.36	0.08
4	0.7	2.5	0.6	1.41	10.6	$3.0 \times 10^{-8}$	$1.2 \times 10^{-8}$	0.53	0.44	0.39
5	1.0	8.0	1.0	1.48	10.4	$1.8 \times 10^{-7}$	$1.2 \times 10^{-8}$	0.61	0.50	0.07
6	0.5	18.0	1.0	1.50	16.8	$3.2 \times 10^{-7}$	$1.2 \times 10^{-8}$	0.47	0.39	0.04

Примечание.  $N$  – номер трека,  $(M_2)_0$  – начальная масса донора,  $f$  – коэффициент эффективности ИЗВ,  $\alpha_{\text{ISW}}$  – отношение скорости звездного ветра к параболической скорости на поверхности донора,  $(M_1)_0$  – начальная масса нейтронной звезды,  $(P_{\text{orb}})_0$  – начальный орбитальный период системы. Следующие параметры относятся к моменту, когда  $M_2 = 0.4 M_\odot$ :  $\dot{M}_{\text{ISW}}$  – темп потери массы донором,  $\dot{M}_{\text{acc}}$  – темп аккреции на нейтронную звезду,  $R_2$  – радиус донора,  $D$  – степень заполнения донором полости Роша,  $part$  – доля звездного ветра донора, аккрецируемая нейтронной звездой.

отношение скорости вещества звездного ветра к параболической скорости на поверхности донора. Чем меньше  $\alpha_{\text{ISW}}$ , тем больше доля звездного ветра донора, захватываемая аккретором, и тем больше темп аккреции на НЗ.

Расчет потери углового момента из системы делался в следующих предположениях: 1) вещество, теряемое донором, но не захватываемое аккретором, уносит с собой орбитальный удельный момент донора; 2) если темп захвата звездного ветра аккретором превышает эддингтоновский предел, то неаккрецированное вещество уходит из системы, унося с собой орбитальный удельный момент аккретора. Учитывалась также потеря момента из системы с магнитным звездным ветром донора, однако в присутствии ИЗВ этот процесс не оказывает заметного влияния на эволюцию данной двойной системы.

Мы учитывали также вклад в ИЗВ энергии, выделяющейся при торможении вращения нейтронной звезды. Как в работе [9], мы используем простую количественную модель эволюции периода вращения НЗ. Согласно этой модели, при малых темпах аккреции вращение НЗ тормозится, а при больших – ускоряется. Согласно результатам расчетов, торможение имеет место только на поздних стадиях эволюции системы.

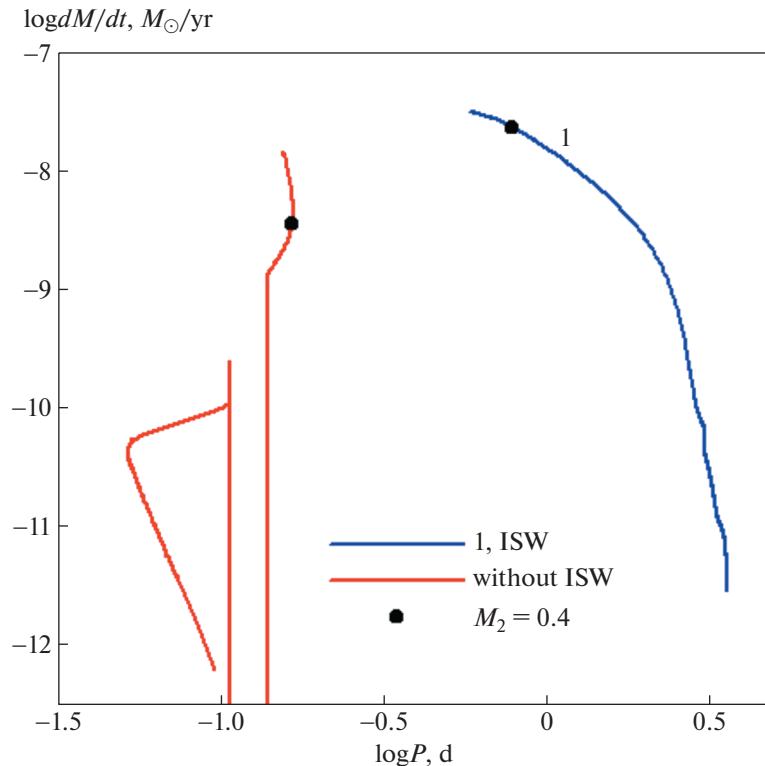
Ввиду наличия ряда неопределенностей в используемой нами модели ИЗВ мы не ставили себе задачу сколько-нибудь точной “подгонки” теоретических параметров ИЗВ к наблюдаемым характеристикам Sco X-1 в момент, когда  $M_2 = 0.4 M_\odot$  (в частности, минимальные значения  $f$  определялись с точностью 0.5). Главным образом, мы предполагали показать, что в рамках данной модели ИЗВ можно объяснить наличие высокого темпа потери массы сравнительно далеким от заполнения полости Роша донором, не выходя за

пределы интервалов возможных значений параметров этой модели. Кроме того, предполагалось выяснить, какое значение начальной массы донора лучше соответствует полученным в [5] параметрам.

### 3.2. Роль ИЗВ в эволюции двойной системы

Существенно, что наблюдаемый темп аккреции на НЗ в системе Sco X-1 значительно превышает скорость потери массы заполняющим полость Роша донором через точку  $L1$  в обычной двойной системе с нерелятивистским аккретором и с такими же массами компонентов (и соответственно, при меньшем орбитальном периоде). На рис. 1 показаны два эволюционных трека – трек для обычной системы (красная линия) и трек для системы с нейтронной звездой и с ИЗВ (трек 1 в табл. 1, синяя линия). Начальные массы донора и аккретора составляют 0.5 и 1.5  $M_\odot$ . При  $M_2 = 0.4 M_\odot$  орбитальный период в системе с ИЗВ равен 18.9 ч (период Sco X-1), а в обычной системе он составляет 4.0 ч (что соответствует радиусу заполняющего полость Роша донора). При  $M_2 = 0.4 M_\odot$  темп потери донором вещества в системе с ИЗВ в 6.5 раза больше, чем в обычной системе. Таким образом, не заполняющая полость Роша маломассивная звезда ГП в паре с НЗ способна терять массу с намного большей скоростью, чем заполняющая полость Роша звезда в паре с обычным компонентом.

Отметим, что в обычной системе при  $M_2 = 0.4 M_\odot$  основная составляющая производной  $dA/dt$  обусловлена потерей углового момента из системы с магнитным звездным ветром донора, что приводит к уменьшению орбитального периода. “Пробел” в этом треке (уход донора под полость Роша) обусловлен полным перемешива-



**Рис. 1.** Сравнение теоретических треков двойных систем на диаграмме “логарифм орбитального периода–логарифм темпа потери массы донором” для трека 1 с учетом ИЗВ (синяя линия) и трека обмена веществом в системе с теми же начальными массами компонентов, но с аккректором – обычной звездой (красная линия). Для второго трека (без ИЗВ) орбитальный период уменьшается. Черными кружками показано положение донора с массой  $0.4 M_{\odot}$ .

нием донора при  $M_2 \approx 0.3 M_{\odot}$ , после которого МЗВ исчезает [9]. Заполнение полости Роша после “пробела” сопровождается кратковременным повышением темпа обмена массой с последующим быстрым падением. В системе же с нейтронной звездой производная  $dA/dt$  определяется главным образом процессами интенсивного обмена массой (с переносом вещества с менее массивной звезды на более массивную) и потери вещества донора из системы с быстрым уменьшением его массы. Оба эти процесса приводят к увеличению орбитального периода со временем.

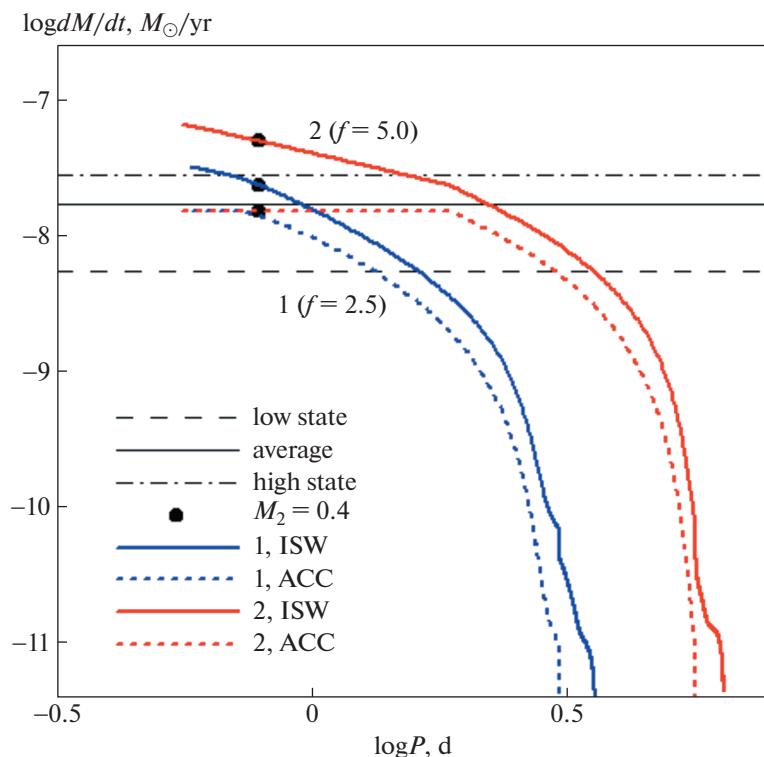
Наблюдения некоторых рентгеновских двойных систем подтверждают вековое увеличение их орбитальных периодов. Например, система EXO 0748–676 с орбитальным периодом 3.8 ч увеличивает его в короткой ( $\sim 10^7$  лет) шкале времени [19]. Однако система Sco X-1, к сожалению, пока не имеет надежных оценок изменения орбитального периода.

### 3.3. Результаты расчетов с учетом ИЗВ

В табл. 1 даны параметры ряда теоретических треков, иллюстрирующих возможные варианты

эволюции рентгеновской двойной системы с ИЗВ, характеристики которых при массе донора  $0.4 M_{\odot}$  соответствуют Sco X-1. Расчеты показали, что наблюдаемый достаточно высокий темп потери массы донором, превышающий эддингтоновский предел, достигается только при достаточно больших значениях коэффициента интенсивности ИЗВ  $f$ . Для всех трех исследуемых начальных масс донора полученные значения  $f$  заметно превышают единицу. Как отмечено выше, мы считали подходящими для конкретных значений параметра  $\alpha_{\text{ISW}}$  только треки с минимальными значениями  $f$ , при которых темп аккреции на НЗ приближался к эддингтоновскому.

**3.3.1. Результаты моделирования для начальной массы донора  $0.5 M_{\odot}$ .** Влияние величины коэффициента интенсивности ИЗВ демонстрируется на рис. 2, где показано сравнение треков 1 и 2 с  $f$ , равными 2.5 и 5.0 при  $\alpha_{\text{ISW}} = 0.5$ . Синими линиями на рисунке изображены темп потери массы донором и темп аккреции на НЗ (штриховая линия) для трека 1, красными линиями – те же величины для трека 2. Именно  $f = 2.5$  является минимальным значением  $f$  при таком  $\alpha_{\text{ISW}}$ . Основное отличие трека 2 от трека 1 состоит в том, что



**Рис. 2.** Сравнение теоретических треков двойных систем на диаграмме “логарифм орбитального периода—логарифм темпа потери массы донором” для двух треков с различными значениями  $f$  — коэффициента эффективности ИЗВ. Синие линии — для  $f = 2.5$  (трек 1), красные линии — для  $f = 5.0$  (трек 2). Сплошными линиями показан темп потери массы донором  $\dot{M}_{\text{ISW}}$ , штриховыми — темп аккреции на НЗ  $\dot{M}_{\text{acc}}$ . На рисунке указаны номера треков из табл. 1 и значения  $f$ . Черными кружками показано положение донора с массой  $0.4 M_{\odot}$ . Горизонтальные линии различного типа показывают значения темпа аккреции на НЗ, соответствующие низкому и высокому состоянию Sco X-1 и средней кривой.

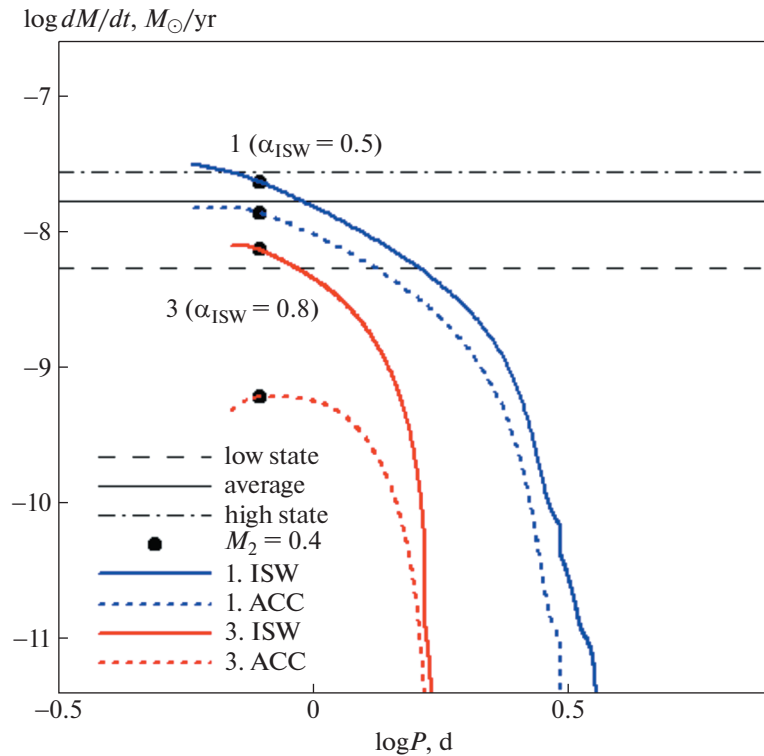
при вдвое большем  $f$  темп потери массы донором становится заметно выше при той же скорости аккреции на НЗ. В результате удлиняется фаза эволюции системы, на которой темп аккреции равен эддингтоновскому, а также значительно увеличивается орбитальный период на более поздних этапах. Существенное увеличение орбитальных периодов в ходе дальнейшей эволюции системы при больших значениях  $f$  не согласуется с указанным выше фактом, что периоды самых ярких маломассивных рентгеновских двойных с нейтронными звездами в основном не превышают  $\sim 20$  ч [13, 14]. Поэтому, хотя формально при  $f = 5$  возможно воспроизведение характеристик Sco X-1, но это значение следует признать явно завышенным. С другой стороны, стоит отметить, что в треке для  $f = 2.5$  темп аккреции на НЗ сравнительно быстро падает с уменьшением периода. Такой тип эволюции уменьшает число ярких рентгеновских систем с большими орбитальными периодами.

Влияние значения параметра  $\alpha_{\text{ISW}}$  демонстрируется на рис. 3, где показано сравнение треков 1

и 3 с  $\alpha_{\text{ISW}}$ , равными 0.5 и 0.8 при  $f = 2.5$ . Синими линиями на рисунке изображены темп потери массы донором и темп аккреции на НЗ (штриховая линия) для трека 1, красными линиями — те же величины для трека 3. Для трека 3 темп потери массы донором и темп аккреции на НЗ существенно ниже, чем для трека 1, поскольку при  $\alpha_{\text{ISW}} = 0.8$  доля вещества, захватываемого аккретором, в 3.9 раза меньше, чем при  $\alpha_{\text{ISW}} = 0.5$ . Соответственно, уменьшается и интенсивность облучения донора, что приводит к уменьшению ИЗВ. В результате темп аккреции в треке 3 недостаточно велик для имитации характеристик Sco X-1.

Расчеты для  $(M_2)_0 = 0.5 M_{\odot}$ , выполненные для различных  $\alpha_{\text{ISW}}$ , дают следующие результаты: для  $\alpha_{\text{ISW}}$ , равных 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, минимальные значения  $f$ , при котором темп аккреции на НЗ (при  $M_2 = 0.4 M_{\odot}$ ) достигает эддингтоновского, близки к 2.5, 4.0, 6.0, 9.0 соответственно. Однако  $f$ , большие чем 4–5, рассматриваются нами как явно завышенные. Получается, что при  $\alpha_{\text{ISW}} > 0.5$





**Рис. 3.** То же, что на рис. 2, для двух треков с  $f = 2.5$  и различными значениями параметра  $\alpha_{\text{ISW}}$ , равными 0.5 (трек 1, синие линии) и 0.8 (трек 3, красные линии). На рисунке указаны номера треков из табл. 1 и значения  $\alpha_{\text{ISW}}$ .

(и сравнительно малой доле звездного ветра, захватываемого аккретором) необходим очень высокий темп потери массы донором, чтобы темп аккреции на НЗ был близок к эддингтоновскому. Поэтому именно трек 1 с  $f = 2.5$  можно считать наиболее подходящим для имитации эволюции Sco X-1, хотя соответствующая ему величина  $\alpha_{\text{ISW}}$  меньше, чем предполагается в [5]. Более подробно эта проблема рассматривается нами ниже.

Как мы отмечали выше, в работе [5] отношение радиуса донора к радиусу полости Роша оценивается в 0.38. Именно такое значение получено для трека 1 (см. табл. 1). Это отношение может быть критерием выбора наиболее подходящей для Sco X-1 начальной массы донора.

**3.3.2. Результаты моделирования для других начальных масс донора.** Расчеты показывают, что при увеличении  $(M_2)_0$  темп потери массы донором также увеличивается, и достижение эддингтоновских темпов аккреции становится возможным при более высоких значениях  $\alpha_{\text{ISW}}$ , когда НЗ захватывает меньшую долю звездного ветра. Увеличение  $\dot{M}_{\text{ISW}}$  объясняется увеличением радиуса звезды ввиду ее большего отклонения от равновесия из-за более длительного предыдущего периода интенсивной потери массы.

При начальной массе донора  $0.7 M_{\odot}$  минимальное значение  $f$  близко к 2.5 (как и при  $(M_2)_0 = 0.5$ ). Однако это имеет место для несколько большего (чем в треке 1) значения  $\alpha_{\text{ISW}}$ , равного 0.6. Для трека с этими параметрами (трек 4 в табл. 1) значение  $D$  равно 0.39, что несущественно превышает полученное в работе [5]. В результате начальную массу  $0.7 M_{\odot}$  также можно считать подходящей для имитации эволюции Sco X-1.

Однако для начальной массы  $1 M_{\odot}$  подобрать подходящий трек уже не удастся. Отметим, что в этом случае имеется нижняя граница возможных значений  $\alpha_{\text{ISW}}$ . Например, при  $\alpha_{\text{ISW}} = 0.5$  не удастся получить нужный орбитальный период при  $M_2 = 0.4 M_{\odot}$ , так как период системы слишком быстро увеличивается в ходе ее эволюции. При более высоких значениях  $\alpha_{\text{ISW}}$ , при которых доля захвата звездного ветра аккретором меньше, получение нужного периода становится возможным. При  $\alpha_{\text{ISW}} = 0.8$  минимальное  $f$  близко к 4.5, а при  $\alpha_{\text{ISW}} = 1.0$  оно близко к 8.0 (трек 5 в табл. 1). Однако такие значения  $f$  представляются слишком завышенными. Кроме того, значение  $D$  для трека 5 равно 0.50, что значительно превышает полученное в работе [5]. Из-за более дли-

тельного предыдущего периода интенсивной потери вещества радиус донора увеличивается сильнее, чем в треках с меньшей  $(M_2)_0$ : при  $M_2 = 0.4 M_\odot$  радиус звезды в треке 5 в 1.33 раза больше, чем в треке 1. Таким образом, при начальной массе донора, близкой к  $1 M_\odot$ , подходящие треки, имитирующие эволюцию Sco X-1, получить уже не удается.

Эти результаты позволяют сделать вывод, что наиболее вероятное значение начальной массы донора в момент формирования системы с нейтронной звездой не слишком превышает его современную массу и может быть близким к  $(0.5-0.7) M_\odot$ .

Отметим, что изменение со временем большой полуоси орбиты системы в треках с ИЗВ определяется несколькими процессами: излучением гравитационных волн (ИГВ), потерей системой момента посредством магнитного звездного ветра донора, обменом массой между компонентами (с переносом вещества с менее массивной звезды на более массивную), потерей неаккрецированного нейтронной звездой вещества из системы. Только первые два процесса действуют в направлении уменьшения  $A$ , но они намного менее значимы, чем два других, увеличивающие  $A$ . Например, роль гравитационного излучения в данном случае очень мала: в треке 1 при  $M_2 = 0.4 M_\odot$  обусловленный им компонент  $dA/dt$  примерно в 11 тысяч раз меньше, чем  $dA/dt$  за счет обмена и потери массы. При этом  $dA/dt$  для МЗВ также больше, чем для ИГВ: их отношение равно 23.

### 3.4. Дальнейшая эволюция системы

Согласно результатам расчетов, дальнейшая эволюция системы, имитирующей Sco X-1, представляет собой медленное испарение донора при постоянном уменьшении скорости потери им массы (см. рисунки). Например, в треке 1 масса донора уменьшается на порядок (до  $\sim 0.04 M_\odot$ ) за  $5.8 \times 10^9$  лет. Темп потери массы донором к этому времени падает до  $\sim 10^{-11} M_\odot/\text{год}$ , период системы увеличивается до 3.4 сут. Дальнейшее испарение до планетной массы  $\sim 0.001 M_\odot$  требует еще приблизительно 5.7 млрд. лет.

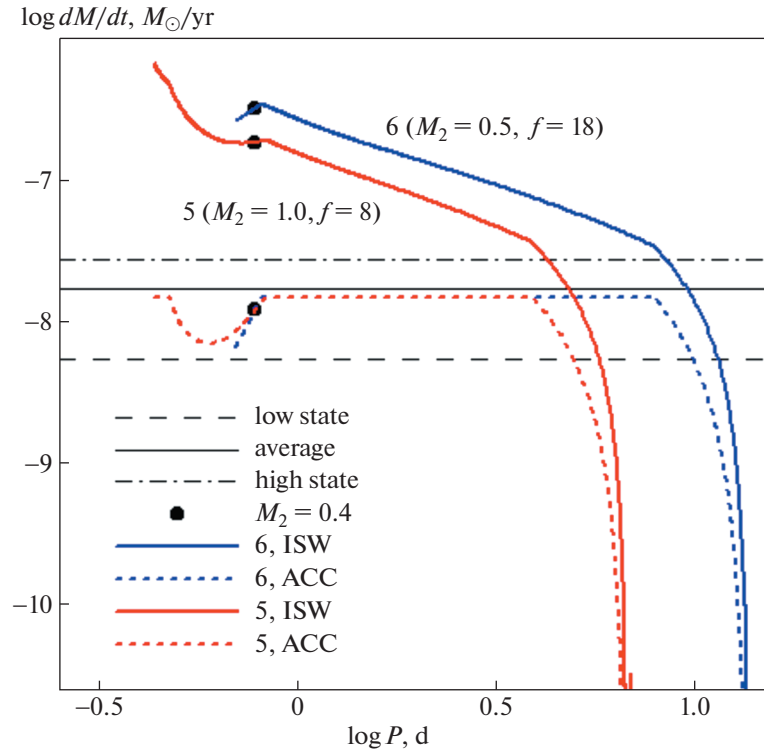
Эти результаты подтверждают уже не раз высказывавшееся предположение, что испарение маломассивных спутников нейтронных звезд может привести к появлению так называемых “черных вдов” — одиночных миллисекундных радиопульсаров (МСП), вращение которых было ускорено в результате аккреции вещества спутника (см., напр., [20]). К “черным вдовам” относят также МСП с очень маломассивными спутниками, еще не испаренными до конца [21]. В основ-

ном они представляют собой короткопериодические двойные системы с периодами несколько часов, в которых донор заполняет полость Роша [21]. Однако подобные системы, получающиеся в рассчитанных нами треках с интенсивным ИЗВ, значительно отличаются от “черных вдов” такого типа: в них остаток звезды не заполняет своей полостью Роша, а период системы составляет несколько десятков часов.

Стоит отметить, что в работе [22] высказывается еще одна гипотеза, относящаяся к одиночным МСП, часто встречающимся в плотных шаровых скоплениях: предполагается, что в плотном звездном поле одиночные нейтронные звезды могут захватить маломассивную звезду, разрушить ее приливными силами и ускорить свое вращение в результате аккреции вещества диска, сформировавшегося из разрушенной звезды.

## 4. О ЗНАЧЕНИИ ПАРАМЕТРА $\alpha_{\text{ISW}}$

В нашей модели ИЗВ интенсивность звездного ветра прямо зависит от степени облучения донора рентгеновским излучением, возникающим при аккреции. Это излучение тем сильнее, чем больше доля вещества ветра, захватываемая аккретором. Иначе говоря, чтобы получить сильный индуцированный ветер, нейтронная звезда должна захватывать достаточно много вещества. Это обстоятельство предполагает скорее невысокую скорость звездного ветра и соответственно, сравнительно малые значения  $\alpha_{\text{ISW}}$ , близкие к 0.5–0.6. Как отмечено выше, в работе [5] отношение скорости звездного ветра донора к параболической скорости на его поверхности предполагалось лежащим в интервале 1–2. Однако в наших расчетах при значениях  $\alpha_{\text{ISW}} \gtrsim 1$  подобрать подходящие треки для имитации эволюции Sco X-1 не удается. Тестовые расчеты для  $\alpha_{\text{ISW}} = 1$  показывают, что для начальной массы донора  $0.5 M_\odot$  эддингтоновский темп аккреции на НЗ достигается только при  $f \gtrsim 18$  (трек 6 в табл. 1). А для начальной массы  $1 M_\odot$ , как отмечено выше, это получается только при  $f \gtrsim 8$  (трек 5 в табл. 1). Такие значения  $f$  представляются слишком завышенными. Эти треки показаны на рис. 4, где синими линиями изображены темп потери массы донором и темп аккреции на НЗ (штриховая линия) для трека 6, красными линиями — те же величины для трека 5. На этом рисунке видно, как сильно в этих случаях должен увеличиться темп потери массы донором, чтобы получить нужный темп аккреции на НЗ, поскольку доля захватываемого аккретором вещества донора не превышает 0.07. Кроме того, как отмечено выше, в треках для  $(M_2)_0 = 1 M_\odot$  получается слишком большая степень заполнения донором полости Роша при



**Рис. 4.** То же, что на рис. 2, для двух треков с  $\alpha_{\text{ISW}} = 1$  и различными значениями  $(M_2)_0$  и  $f$ , равными соответственно  $0.5 M_\odot$  и 18 (трек 6, синие линии),  $1 M_\odot$  и 8 (трек 5, красные линии). На рисунке указаны номера треков из табл. 1 и значения  $(M_2)_0$  и  $f$ .

$M_2 = 0.4 M_\odot$ , что делает этот вариант тем более неподходящим для имитации эволюции Sco X-1.

Однако, как мы указывали выше, основной смысл параметра  $\alpha_{\text{ISW}}$  в наших расчетах — определение захватываемой аккретором доли вещества донора. Можно привести аргументы в пользу того, что доля захватываемого аккретором вещества даже при  $\alpha_{\text{ISW}} \gtrsim 1$  в реальности может быть больше, чем в формуле (9). Дело в том, что реальная картина движения вещества звездного ветра в двойной системе может существенно отличаться от модели Бонди-Хойла, предполагающей сферическую симметрию ветра. Имеются наблюдательные данные, свидетельствующие о концентрации потока вещества ветра к экваториальной плоскости системы [23]. Помимо этого, наблюдения и теоретические расчеты свидетельствуют о том, что вблизи экваториальной плоскости двойной системы, вдоль линии, соединяющей звезды, может формироваться направленный к аккретору поток вещества, более плотный, чем окружающее вещество звездного ветра [23]. Такой поток наблюдается, например, в двойной системе GX 301-2, состоящей из нейтронной звезды и массивного спутника [24], причем, по оценкам, потеря массы через этот поток может быть при-

близительно в 2.5 раза больше, чем с остальным звездным ветром донора. Такой же поток, по данным наблюдений, имеется в системе Cyg X-1, состоящей из черной дыры и массивной звезды [25]. О возможности формирования такого аккреционного потока свидетельствуют и численные расчеты движения вещества в двойных системах с аккрецией звездного ветра на компактный объект [23]. Кроме того, нагревание вещества ветра жестким излучением, возникающим при аккреции на компактную звезду, а также давление этого излучения могут замедлить ветер донора вблизи аккретора и увеличить темп аккреции [23].

Таким образом, в реальной системе даже при большой скорости звездного ветра, т.е. при  $\alpha_{\text{ISW}} \gtrsim 1$ , доля захватываемого аккретором вещества может быть заметно больше, чем в модели Бонди-Хойла. Таким образом, когда мы принимаем  $\alpha_{\text{ISW}} \lesssim 1$ , мы не столько считаем, что звездный ветер имеет низкую скорость, сколько предполагаем наличие процессов, увеличивающих долю захватываемого вещества даже при достаточно высокой скорости ветра. Поэтому, вероятно, можно считать, что полученные в наших расчетах сравнительно малые значения  $\alpha_{\text{ISW}}$ , в сущности,

не полностью отражают реальные свойства звездного ветра донора в системе Sco X-1.

## 5. ЗАМЕЧАНИЯ О СИСТЕМЕ Sco X-1

Sco X-1 принадлежит к числу наиболее долгопериодических тесных маломассивных рентгеновских двойных систем с нейтронными аккректорами [14]. Интересно, что система Sco X-2 с периодом  $\sim 22$  ч также обнаруживает признаки присутствия не заполняющего свою полость Роша донора — звезды ГП [26]. То есть априори принимаемое условие заполнения маломассивным донором полости Роша в рентгеновских двойных системах требует дополнительного изучения. Однако системы, подобные Sco X-1, с далеким от заполнения полости Роша донором и интенсивным ИЗВ, возможно, все-таки являются редкими. Малые периоды большинства ярких маломассивных рентгеновских систем с нейтронными звездами свидетельствуют о том, что их доноры, вероятно, все же заполняют свои полости Роша, и аккреция на НЗ осуществляется главным образом через точку  $L_1$ . Отметим, что особенностью наблюдаемого распределения таких двойных по периодам [14] является наличие систем с ультракороткими орбитальными периодами, при этом семь из них имеют периоды в интервале от 11 до 23 мин. Наиболее вероятно, что доноры таких систем являются невырожденными гелиевыми звездами с массами менее  $\sim 1 M_{\odot}$  [27]. Такие доноры, без сомнения, заполняют свои полости Роша.

С другой стороны, имеются аргументы в пользу существования большого количества тесных двойных систем с компактными компонентами, доноры которых могут быть сравнительно далеки от заполнения полости Роша. Исследование данных Gaia [28] выявило более 6 тысяч так называемых эллипсоидальных переменных, периодическое изменение блеска которых, возможно, вызвано изменением формы оптической звезды в результате взаимодействия с невидимым в оптике массивным компактным спутником в разделенной тесной двойной системе. Пока остается открытым вопрос о взаимодействии компонентов этих систем. Но в любом случае подобные системы представляют определенный интерес.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работах [4, 5] А.М. Черепашук и соавт. выполнили моделирование оптических орбитальных кривых блеска рентгеновской двойной системы Sco X-1 в рамках двух моделей. В первой из них [4] донор заполняет полость Роша, и аккреция вещества на НЗ осуществляется через точку  $L_1$ . Во второй модели [5] донор сравнительно далек от заполнения полости Роша (степень запол-

нения 0.38), и нейтронная звезда аккрецирует индуцированный рентгеновским прогревом звездный ветер донора.

Цель нашей работы — показать возможность осуществления второй модели с неполным заполнением донором полости Роша. Нами выполнено численное моделирование возможной эволюции Sco X-1, которое показало, что в рамках принятой нами модели ИЗВ, не выходя за допустимые границы интервала ее параметров, можно получить теоретические треки, имитирующие возможную эволюцию этой системы и воспроизводящие ее параметры, полученные в работе [5]. При этом на фазе эволюции, соответствующей современному состоянию Sco X-1, донор — спутник НЗ с массой  $\sim 0.4 M_{\odot}$  — не заполняет полость Роша, как и предполагается в [5]. Высокий темп потери массы донором обусловлен его облучением жестким излучением, возникающим при аккреции на НЗ.

Основные параметры используемой модели ИЗВ — это  $\alpha_{\text{ISW}}$  (отношение скорости звездного ветра донора к параболической скорости на его поверхности) и  $f$  — коэффициент эффективности ИЗВ, учитывающий неопределенность принятого формализма (параметр порядка единицы). В наших расчетах мы искали минимальные значения  $f$ , при которых возможно воспроизведение основных характеристик Sco X-1. Нет теоретических оснований считать, что  $f$  может быть очень велико. Кроме того, орбитальные периоды самых ярких маломассивных рентгеновских двойных систем с нейтронными звездами в основном невелики и для большинства из них не превышают  $\sim 20$  ч [13, 14]. А поскольку при больших  $f$  происходит значительное увеличение периода на протяжении длительной фазы эволюции системы, то значения  $f$ , заметно превышающие минимальные, мы рассматривали как завышенные.

Численное моделирование показало, что минимальное значение  $f$ , при котором возможна имитация эволюции Sco X-1, близко к 2.5. Нам представляется, что эта величина находится в допустимом интервале параметров для принятой модели ИЗВ. В ходе дальнейшей эволюции системы с минимальным  $f$  темп аккреции на НЗ сравнительно быстро падает с уменьшением периода. Такой тип эволюции уменьшает число ярких рентгеновских систем с большими орбитальными периодами.

Теоретические значения  $\alpha_{\text{ISW}}$ , соответствующие в наших расчетах минимальным  $f$ , сравнительно малы и близки к 0.5–0.6. При малых  $\alpha_{\text{ISW}}$  увеличивается доля захвата вещества звездного ветра аккректором, что необходимо для возникновения интенсивного ИЗВ. Но поскольку основной смысл параметра  $\alpha_{\text{ISW}}$  в наших расчетах — это именно определение захватываемой аккректором

доли вещества донора, то значение этого параметра, в сущности, не связано однозначно с реальной скоростью ветра в системе Sco X-1. Есть основания считать, что в рентгеновских двойных системах имеют место процессы, которые при достаточно высокой скорости звездного ветра все-таки увеличивают долю его вещества, захватываемую аккректором. Это концентрация потока ветра к экваториальной плоскости системы, формирование направленного к аккректору более плотного потока вещества, и так далее. Поэтому, вероятно, можно считать, что полученные в наших расчетах сравнительно малые значения  $\alpha_{\text{ISW}}$ , в сущности, не полностью отражают реальные свойства звездного ветра донора в системе Sco X-1, и при той же доле захвата вещества аккректором реальная скорость ветра может быть более высокой, чем скорость, соответствующая полученным нами значениям  $\alpha_{\text{ISW}}$ .

Согласно результатам расчетов, наиболее вероятное значение начальной массы донора в момент формирования в системе нейтронной звезды не слишком превышает его современную массу и может быть близким к  $(0.5-0.7) M_{\odot}$ . Именно при такой начальной массе степень заполнения донором полости Роша составляет 0.38, что совпадает с величиной, полученной в [5]. При более высоких начальных массах около  $1 M_{\odot}$  эта степень близка к 0.50, что заметно превышает указанную величину.

Системы, подобные Sco X-1, с далеким от заполнения полости Роша донором и интенсивным ИЗВ, возможно, все-таки являются редкими. Вероятнее всего, в большинстве ярких маломассивных рентгеновских систем с нейтронными звездами, особенно в системах с малыми орбитальными периодами, доноры заполняют свои полости Роша, и аккреция на НЗ осуществляется главным образом через точку L1.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *R. Giacconi, H. Gursky, F. R. Paolini, and B. B. Rossi*, Phys. Rev. Lett. **9**, 439 (1962).
2. *I. S. Shklovskii*, Soviet Astron. **11**, 749 (1968).
3. *A. M. Cherepashchuk, N. A. Katysheva, T. S. Khruzina, and S. Yu. Shugarov*, in *Highly Evolved Close Binary Stars: Catalogue*, (Gordon and Breach Publ., Amsterdam, 1996), p. 96.
4. *A. M. Cherepashchuk, T. S. Khruzina, and A. I. Bogomazov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **508**, 1389 (2021).
5. *A. M. Cherepashchuk, T. S. Khruzina, and A. I. Bogomazov*, Astron. Rep. **66**, 348 (2022).
6. *I. J. Iben, A. V. Tutukov, and L. R. Jungelson*, Astrophys. J. Suppl. **100**, 233 (1995).
7. *I. J. Iben, A. V. Tutukov, and A. V. Fedorova*, Astrophys. J. **486**, 955 (1997).
8. *A. V. Tutukov and A. V. Fedorova*, Astron. Rep. **46**, 765 (2002).
9. *A. V. Tutukov and A. V. Fedorova*, Astron. Rep. **47**, 600 (2003).
10. *K. Pavlovskii and N. Ivanova*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **456**, 263 (2016).
11. *A. V. Fedorova and A. V. Tutukov*, Astron. Rep. **38**, 377 (1994).
12. *R. S. Sutherland and M. A. Dopita*, Astrophys. J. Suppl. **88**, 253 (1993).
13. *K. Asai, T. Mihara, and M. Matsuoka*, arXiv:2206.02299 [astro-ph.HE] (2022).
14. *A. Bahramian and N. Degenaar*, arXiv:2206.10053 [astro-ph.HE] (2022).
15. *N. Madhusudhan, S. Rappaport, Ph. Podsiadlowski, and L. Nelson*, Astrophys. J. **688**, 1235 (2008).
16. *A. V. Tutukov and A. V. Fedorova*, Astron. Rep. **60**, 106 (2016).
17. *E. Ergma and L. R. Yungelson*, Astron. and Astrophys. **333**, 151 (1998).
18. *A. R. King*, in *Black Holes in Binaries and Galactic*, edited by *L. Kaper, E. P. J. van den Heuvel and P. A. Woudt* (Springer, Berlin, 2001), p. 155.
19. *P. Hertz, K. Wood, and L. Cominsky*, Astrophys. J. **486**, 1000 (1997).
20. *E. V. Ergma and A. V. Fedorova*, Astron. and Astrophys. **242**, 125 (1991).
21. *S. Ginzburg and E. Quataert*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **500**, 1592 (2021).
22. *K. Kremer, C. S. Ye, F. Kiroglu, J. C. Lombardi Jr., S. M. Ransom, and F. A. Rasio*, arXiv:2204.07169 [astro-ph.HE] (2022).
23. *I. Negueruela*, ASP Conf. Ser. **422**, 57 (2010).
24. *D. A. Leahy and M. Kostka*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **384**, 747 (2008).
25. *D. R. Gies, C. T. Bolton, R. M. Blake, S. M. Caballero-Nieves, et al.*, Astrophys. J. **678**, 1237 (2008).
26. *S. Wachter, and B. Margon*, Astron. J. **112**, 4411 (1996).
27. *A. V. Tutukov and A. V. Fedorova*, Soviet Astron. **33**, 606 (1989).
28. *R. Gomel, T. Mazeh, S. Faigler, D. Bashi, et al.*, arXiv:2206.06032 [astro-ph.SR] (2022).

# ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ СИНТЕТИЧЕСКОЙ ДОПЛЕРОВСКОЙ ТОМОГРАФИИ К ИССЛЕДОВАНИЮ ЗАТМЕННОГО ПОЛЯРА V808 AUR

© 2022 г. А. Ю. Сытов<sup>1</sup>, \*, А. В. Соболев<sup>1</sup>, \*\*

<sup>1</sup> Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

\*E-mail: sytov@inasan.ru

\*\*E-mail: asobolev@inasan.ru

Поступила в редакцию 16.07.2022 г.

После доработки 20.08.2022 г.

Принята к публикации 30.08.2022 г.

В работе описаны три метода построения синтетических доплеровских томограмм. Данные методы применены к результатам МГД моделирования поляра V808 Aur, выполнено сравнение полученных синтетических доплеровских томограмм с наблюдательными доплеровскими томограммами. Сравняются особенности томограмм, получаемых разными методами. Обсуждается использование рассматриваемых методов для обнаружения экзопланет и исследования их оболочек. При сопоставлении наблюдательных томограмм и синтетических доплеровских карт показано, что метод картирования позволяет получить распределения интенсивности в скоростном пространстве, которые лучше согласуются с наблюдательными томограммами, чем аналогичные распределения, построенные методом свертки.

*Ключевые слова:* катаклизмические переменные звезды, двойные звезды, поляры, экзопланеты, доплеровская томография, численные методы, магнитогазодинамика, численное моделирование

DOI: 10.31857/S0004629922110196

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитные катаклизмические переменные полуразделенного типа представляют собой тесные двойные системы, которые состоят из звезды главной последовательности (донора) позднего спектрального класса (обычно G, K или M), заполняющей свою полость Роша, и компактной вырожденной звезды — белого карлика (аккретора). Заполнение одним из компонентов своей полости Роша приводит к свободному истечению вещества из его атмосферы через внутреннюю точку Лагранжа  $L_1$ , которое затем аккрецирует на соседний компонент. Структура массообмена между компонентами описываемых двойных звезд определяется значением индукции магнитного поля  $B$  белого карлика.

В промежуточных полярах ( $0.01 \leq B \leq 10$  МГс) образуется аккреционный диск во внешней части полости Роша аккретора, на границе его магнитосферы. Во внутренней части магнитосферы происходит течение вещества из диска вдоль магнитных силовых линий в окрестности магнитных полюсов.

В полярах ( $B \geq 10$  МГс) вещество из окрестности точки Лагранжа  $L_1$  сразу же захватывается магнитным полем, поэтому в таких системах вме-

сто диска формируется коллимированная струя. Вещество также движется по линиям магнитного поля и выпадает в районе магнитных полюсов в виде аккреционных колонок. МГД-моделирование показывает, что струя, как правило, имеет слоевую структуру по плотности: менее плотные слои быстрее увлекаются магнитным полем, в то время как более плотные слои успевают пройти некоторое расстояние вдоль баллистической части траектории и отклониться дальше от аккретора. В результате наблюдается некоторое уширение потока при подходе к магнитосфере белого карлика, а при определенном темпе массообмена — и разделение исходного единого течения на несколько рукавов. Аккреционная колонка в таких системах характеризуется значительным углом раскрытия шторки.

Для исследования полярных областей применяются различные теоретические и экспериментальные методы. Получаемые в результате фотометрических и спектроскопических наблюдений данные — кривые блеска и спектры — требуют интерпретации на основе теоретических моделей, т.к. сами по себе однозначно не описывают состояние наблюдаемого объекта и могут быть получены вари-

ацией множества свободных параметров. Невысокая наглядность наблюдательных данных также осложняет их интерпретацию.

Метод доплеровской томографии [1] позволяет частично повысить наглядность спектроскопических данных путем формирования из набора профилей некоторой спектральной линии распределения интенсивности излучения в скоростном пространстве, которое и представляет собой доплеровскую томограмму. Благодаря наглядности доплеровская томография нашла свое применение не только в исследовании катаклизмических переменных, но и в изучении экзопланет [2]. Обладая существенно большей наглядностью по сравнению с набором спектров, доплеровские томограммы, тем не менее, не могут точно описать структуру наблюдаемого объекта, поскольку отображение из скоростного пространства в конфигурационное не является однозначным, и поэтому требуют привлечения теоретических моделей для своей интерпретации. Наоборот, имея модельное пространственное распределение интенсивности излучения и скорости движения вещества, доплеровская томограмма может быть получена однозначным способом, с учетом особенностей конкретного численного метода. Такие доплеровские томограммы, полученные на основе некоторой теоретической модели, мы будем называть синтетическими.

Одним из наиболее продуктивных теоретических методов исследования катаклизмических переменных является численное моделирование околозвездных оболочек методами магнитной газовой динамики (МГД). В результате решения системы уравнений МГД получается набор трехмерных пространственных распределений физических величин, описывающий структуру околозвездной оболочки двойной звезды и ее эволюцию в течение некоторого интервала времени. Для сравнения результатов численного МГД моделирования с наблюдательными данными необходимо сделать еще один шаг — получить из модельного пространственного распределения физических величин синтетические наблюдательные данные, т.е. синтетические кривые блеска, синтетические спектры, синтетические профили спектральных линий и синтетические доплеровские томограммы.

Кроме получения самой синтетической доплеровской томограммы, пространственная модель околозвездной оболочки также позволяет однозначно идентифицировать области на доплеровской томограмме и определить, какие элементы оболочки вносят вклад в излучение данных областей [3–5].

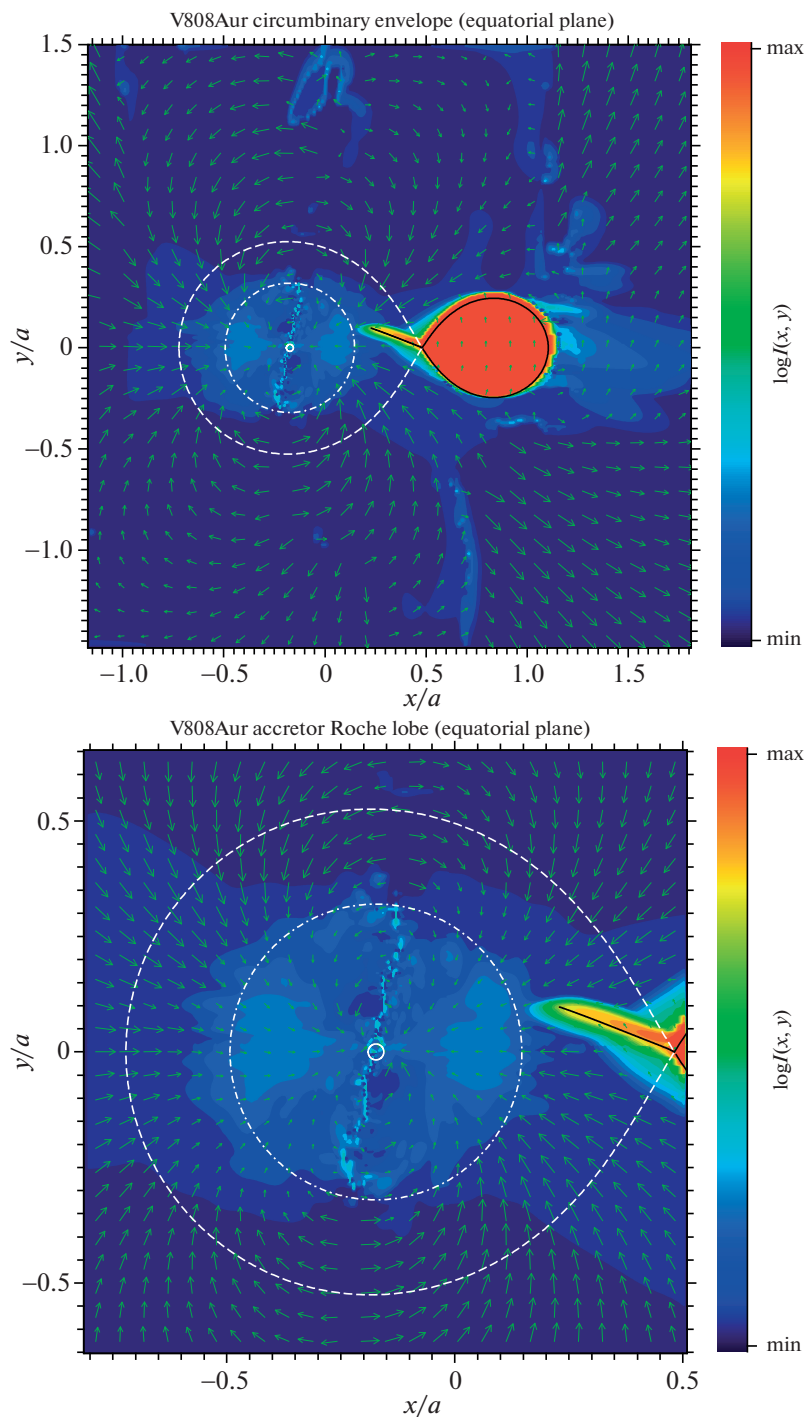
В настоящей работе мы рассматриваем различные способы получения синтетических доплеровских томограмм, как непосредственно из данных МГД модели, так и на основе синтетических профилей спектральной линии.

Построение синтетической доплеровской томограммы по результатам газодинамического моделирования может быть выполнено двумя принципиально разными способами: (а) прямым отображением пространственного распределения интенсивности излучения в пространство скоростей; (б) имитацией процесса построения наблюдательной томограммы посредством моделирования (синтеза) участка спектра с профилем спектральной линии на разных орбитальных фазах с дальнейшим использованием метода доплеровской томографии для восстановления изображения по этому набору спектров.

Отображение распределения интенсивности излучения в пространство скоростей также может быть выполнено разными методами, из которых мы рассмотрим картирование и свертку с функцией рассеяния точечного источника. Ниже мы обсудим различные методы синтеза доплеровской томограммы на примере поляра V808 Aur по результатам вычислений МГД модели, описанной в работе [6].

## 2. СТРУКТУРА ОБОЛОЧКИ ПОЛЯРА V808 Aur

На рис. 1 показана структура околозвездной оболочки V808 Aur, полученная по результатам МГД моделирования, выполненного в работе [6]. Здесь мы приводим только картину течения в экваториальной плоскости для демонстрации расположения основных элементов околозвездной оболочки поляра V808 Aur, чтобы облегчить интерпретацию показанных ниже синтетических доплеровских томограмм. Для расчета томограмм и спектров использовались данные всей трехмерной расчетной области МГД модели. Расчетная область размером  $3A \times 3A \times 1.5A$  ( $A$  — межкомпонентное расстояние) включает в себя оба компонента двойной звезды и их полости Роша. Звезда-донор, заполняющая свою полость Роша, расположена справа на рис. 1, звезда-аккретор — слева. Между компонентами двойной звезды происходит обмен веществом, что на рис. 1 наблюдается в виде истечения слева от звезды донора через точку Лагранжа  $L_1$ . Как показано в работе [6], далее поток отклоняется магнитным полем аккретора и уходит из экваториальной плоскости системы, поэтому на рис. 1 он виден не полностью. Вокруг аккретора располагается протяженная магнитосфера, достигающая расстояния последней устойчивой орбиты вокруг аккретора [7, 8]. Также на рисунке можно наблюдать формирование ак-



**Рис. 1.** Структура околозвездной оболочки V808 Aur в экваториальной плоскости. На верхней панели показана вся расчетная область, на нижней панели – область полости Роша аккректора. Цветом показано распределение интенсивности излучения в континууме, стрелками – векторы скорости в лабораторной системе отсчета. Линиями показаны полости Роша компонентов системы, баллистическая траектория струи вещества из точки Лагранжа  $L_1$ , радиус последней устойчивой орбиты вокруг аккректора и радиус самого аккректора.

креционных колонок в направлении магнитных полюсов.

Для построения синтетических доплеровских томограмм в методах свертки и картирования в качестве величины источника излучения исполь-

зовалась нормированная по плотности интенсивность излучения в континууме

$$S = \frac{\rho^2}{\rho_{\max}^2} T^{-0.8}, \quad (1)$$



где  $\rho$  — плотность вещества,  $T$  — его температура.

Конечно, использование серого приближения для построения синтетических доплеровских томограмм является сильным упрощением задачи и не позволяет проводить спектральную селекцию источников, однако это упрощение вполне оправдано ввиду ограниченности исходного набора данных. Основная трудность рассматриваемой задачи состоит в том, что имея только пространственное распределение газодинамических величин  $\rho$ ,  $v$ ,  $P$ ,  $\mathbf{V}$  (плотности, скорости, давления, индукции магнитного поля), невозможно с достаточной точностью вычислить профили спектральных линий без повторного решения уравнений МГД модели. Стоит также учитывать то обстоятельство, что температура и давление газа уже в процессе МГД моделирования были скорректированы путем учета процессов радиационного нагрева-охлаждения, и связанный с этими процессами поток излучения в выходных данных МГД моделирования не представлен.

Более правильным способом получения синтетических спектров было бы многочастотное моделирование переноса излучения совместно с МГД моделированием (РМГД), но в такой постановке вычислительная задача становится экстремально ресурсоемкой, что не рационально, только если получение синтетических спектров не является конечной целью моделирования.

В методе спектрального синтеза мы продемонстрируем промежуточный подход между использованием серого приближения и полноценных РМГД-спектров.

### 3. МЕТОДЫ ПОСТРОЕНИЯ СИНТЕТИЧЕСКИХ ДОПЛЕРОВСКИХ ТОМОГРАММ

При описании всех методов стоит отметить один важный момент, отличающий синтетические доплеровские томограммы от наблюдательных. Все приведенные ниже синтетические доплеровские томограммы получены из одного моментального пространственного распределения газодинамических величин в предположении стационарности газодинамического решения, в то время как наблюдательные доплеровские томограммы строятся по спектрам, полученным в различные интервалы времени в течение орбитального периода. Для метода спектрального синтеза это различие менее принципиально, т.к. моделирование спектров можно провести и с использованием нестационарного решения МГД модели, т.е. с использованием нескольких распределений газодинамических величин, полученных в разные моменты времени. Тем не менее в настоящей работе для всех методов использовался набор газо-

динамических данных только для одного момента времени.

#### 3.1. Свертка

В методе свертки каждый элемент объема в конфигурационном пространстве представляется отдельным источником излучения с распределением интенсивности, соответствующей некоторой функции рассеяния точки (дельта-функции, функции Гаусса, дифракционной функцией Эйри) в пространстве скоростей. Построение доплеровской томограммы сводится к интегрированию распределения интенсивности от всех источников, т.е. к выполнению операции свертки (преобразование Радона). Использование метода свертки наиболее естественно для построения синтетических доплеровских томограмм по результатам расчетов, выполненных методами моделирования, основанными на дискретном наборе частиц, такими как  $N$ -body или SPH. Конечно, методом свертки можно получать доплеровские томограммы и для газодинамических течений с непрерывным описанием, полученным сеточными методами, например, заменяя ячейки сетки соответствующими дискретными частицами, но такая томограмма будет менее детальной, чем полученная методом картирования.

В настоящей работе построение синтетической доплеровской томограммы выполнялось по дискретному набору источников, соответствующих ячейкам регулярной декартовой пространственной сетки, на которой заданы газодинамические величины. Распределение интенсивности излучения в скоростном пространстве также вычислялось на однородной декартовой сетке. Интенсивность каждого элемента томограммы вычислялась следующим образом:

$$I_{ij} = \sum_n S_n f(|\mathbf{U}_n - \mathbf{V}_{ij}|), \quad (2)$$

где  $I_{ij}$  — интенсивность  $(i, j)$ -го элемента томограммы,  $\mathbf{V}_{ij} = (V_x, V_y)_{ij}$  — скоростная координата томограммы,  $S_n$  — интенсивность излучения  $n$ -го источника,  $\mathbf{U}_n = (U_x, U_y)_n$  — скорость источника,  $f$  — функция рассеяния точки.

Для выделения слабых источников на синтетической томограмме можно вместо выражения (2) использовать нормированную интенсивность, вычисленную как средневзвешенную сумму источников, свернутых с функцией рассеяния точки:

$$\langle I \rangle_{ij} = \frac{\sum_n S_n f(|\mathbf{U}_n - \mathbf{V}_{ij}|)}{\sum_n f(|\mathbf{U}_n - \mathbf{V}_{ij}|)}. \quad (3)$$

В данной работе в качестве функции рассеяния точки была использована функция Гаусса,

дисперсия которой определялась из заданной ширины профиля предполагаемой спектральной линии  $h_{\text{FWHM}}$  как  $\sigma = \frac{h_{\text{FWHM}}}{2\sqrt{2 \ln 2}}$ .

Более корректно, особенно при малой дисперсии функции рассеяния точки по сравнению с разрешением томографического изображения, вместо центральных значений  $f$  использовать средние значения по каждому элементу скоростного пространства томограммы:

$$I_{ij} = \sum_n \frac{S_n}{|\Delta \mathbf{V}_{ij}|} \int_{\Delta \mathbf{V}_{ij}} f(|\mathbf{U}_n - \mathbf{V}_{ij} + \mathbf{v}|) d\mathbf{v}, \quad (4)$$

где  $\Delta \mathbf{V}$  обозначает элемент скоростного пространства, по которому производится интегрирование по всем скоростным координатам,

$$\int_{\Delta \mathbf{V}} f(\mathbf{v}) d\mathbf{v} = \int_{v_{x,\min}}^{v_{x,\max}} \int_{v_{y,\min}}^{v_{y,\max}} f(v_x, v_y) dv_x dv_y.$$

Метод свертки, описываемый формулами (2)–(4), не учитывает протяженность источников излучения в скоростном пространстве, вследствие чего распределение интенсивности на синтетической доплеровской томограмме может неправильно отражать картину течения для областей с большими градиентами скорости, в которых выполняется условие  $(|\Delta \mathbf{r}_n \nabla) \mathbf{U}_n| \gg h_{\text{FWHM}}$ , где  $\Delta \mathbf{r}_n$  характеризует размер  $n$ -го источника в конфигурационном пространстве.

На рис. 2 показаны синтетические доплеровские томограммы полюра V808 Aur, полученные методом свертки. На панелях (а), (б), (в) показаны томограммы, построенные только по источникам излучения внутри полости Роша аккретора с разрешением 80, 40 и 20 км/с, на панели (г) – томограмма с учетом источников во всей расчетной области с разрешением 20 км/с. Линиями показаны полости Роша компонентов системы, баллистическая траектория струи вещества из точки Лагранжа  $L_1$ , радиус последней устойчивой орбиты вокруг аккретора и радиус самого аккретора. При расчете интенсивности источников по формуле (1) наиболее яркими объектами на томограмме оказываются струя вещества из точки Лагранжа  $L_1$  и сама звезда-донор.

Поток вещества из звезды-донора следует по баллистической траектории приблизительно до момента набора скорости 250 км/с, после чего начинает отклоняться от нее в сторону аккретора (в скоростных координатах томограммы). Такая траектория аккреционного потока явно показывает влияние на движение вещества магнитного поля аккретора, составляющего для полюра V808 Aur (36–69) МГц по различным наблюдениям и 38 МГц в используемой МГД модели [6].

Поскольку аккреционный поток представлен небольшим количеством источников (ячеек рас-

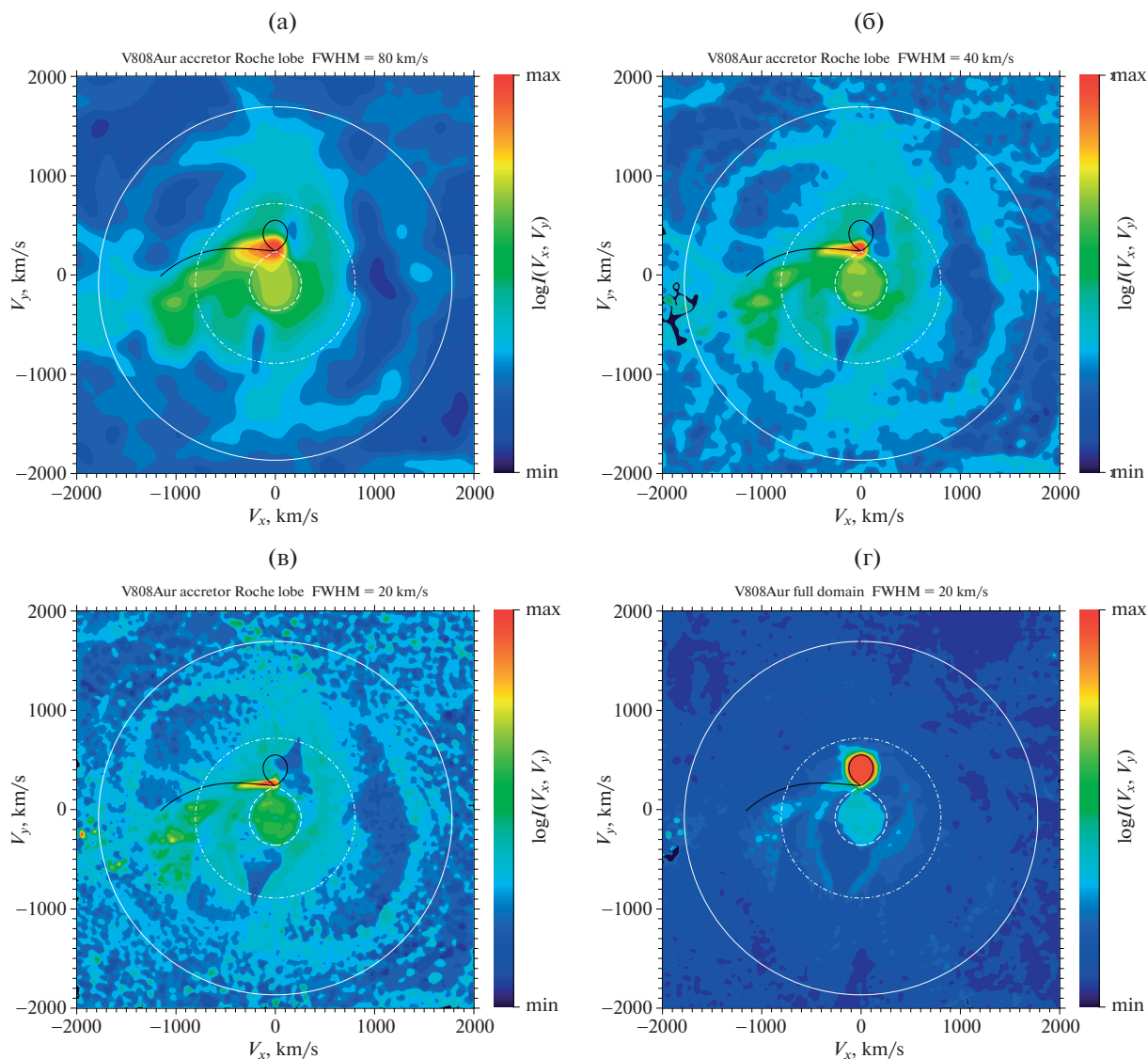
четной сетки МГД модели), то с уменьшением заданной инструментальной дисперсии томографическое изображение аккреционного потока разделяется на отдельные пятна, что является следствием неучета протяженности источников.

Это свойство метода свертки приводит к формированию и других артефактов на синтетической доплеровской томограмме. Так, в пространстве между границей полости Роша компонентов двойной звезды и границей гипотетического околос звездного диска аккретора в распределении интенсивности проявляются некоторые структуры конусообразной формы, отчетливо проявляющиеся с уменьшением дисперсии. Также в пространстве между кеплеровским радиусом аккретора и радиусом последней устойчивой орбиты вокруг него в распределении интенсивности проявляются структуры полусферической формы. Как будет показано ниже, методы картирования и спектрального синтеза, учитывающие форму и размер элементов течения в скоростном пространстве, лишены этого недостатка метода свертки.

При использовании способа вычисления интенсивности источников по формуле (1) и учете источников из всей расчетной области МГД модели наиболее ярким источником оказывается звезда-донор. На такой томограмме (см. рис. 2 и рис. 3, панель (г)) становятся неразличимы элементы течения в околос звездной оболочке, что делает томограмму бесполезной для какого-либо анализа. По этой причине при построении синтетических доплеровских томограмм другими методами мы не будем использовать данные всей расчетной области, а ограничимся только частью околос звездной оболочки, включающей полость Роша аккретора.

### 3.2. Картирование

В методе картирования (отображения) в газодинамическом течении каждому элементу объема конфигурационного пространства соответствует некоторый элемент объема пространства скоростей, форма и размеры которого определяются полем скорости. Чтобы получить доплеровскую томограмму, необходимо отобразить в пространство скоростей все элементы течения и проинтегрировать интенсивность для каждого участка томографического изображения в картинной плоскости по пересекающимся с ним элементам течения в скоростном пространстве. Если газодинамическое течение было получено сеточным методом, то такими элементами объема могут быть сами ячейки сетки, либо более мелкие их фрагменты. Поле скорости при отображении элементов течения из конфигурационного пространства в скоростное должно иметь непрерывное описание, т.е., если результат газодинамического моде-



**Рис. 2.** Синтетические доплеровские томограммы, построенные методом свертки. На панелях (а), (б), (в) показаны томограммы, построенные только по источникам излучения внутри полости Роша аккректора с разрешением 80, 40 и 20 км/с, на панели (г) – томограмма с учетом источников во всей расчетной области с разрешением 20 км/с. Линиями показаны полости Роша компонентов системы, баллистическая траектория струи вещества из точки Лагранжа  $L_1$ , радиус последней устойчивой орбиты вокруг аккректора и радиус самого аккректора.

лирования содержит разрывное распределение величин (например, кусочно-постоянное), компоненты вектора скорости необходимо интерполировать.

Достоинство метода картирования по сравнению с другими рассматриваемыми методами состоит в наиболее детальном и непрерывном отображении элементов газодинамического течения в пространстве скоростей, что важно именно для синтетических доплеровских томограмм, т.к. позволяет показать на томограмме мелкие элементы течения, неразрешимые в силу ограничений наблюдательных приборов. На практике кар-

тирование может быть реализовано как в прямом направлении из конфигурационного пространства в скоростное, так и в обратном – из скоростного пространства в конфигурационное, однако обратное отображение в общем случае не является однозначным и для разрешения неоднозначности требует введения локального отображения для каждого элемента объема в конфигурационном пространстве.

Рассмотрим метод картирования для классической двумерной доплеровской томографии. Вычисление интенсивности  $I_{ij}$  элемента томограммы  $W_{ij}$  выполняется аналогично соотноше-

нию (2), но вместо использования функции рас-  
сеяния вклад каждого источника вычисляется из  
его геометрии:

$$I_{ij} = \sum_{lm} S_{lm} g(W_{ij} \cap Q_{lm}) = \sum_{lm} \int_{W_{ij} \cap Q_{lm}} S_{lm} dv. \quad (5)$$

Здесь  $g$  – площадь пересечения множества точек,  
ограниченного элементом томограммы  $W_{ij}$  и эле-  
ментом объема (площади)  $(l, m)$ -го источника  $Q_{lm}$   
в скоростном пространстве.

Распределение скорости будем предполагать  
кусочно-линейным со значениями компонентов  
скорости  $U_{i,j} = (u_x, u_y)$ , определенными в узлах  
декартовой сетки  $(x_i, y_j)$ . Неявное использование  
кусочно-линейной интерполяции для компонент-  
тов скорости как простейшего неразрывного при-  
ближения позволяет свести задачу вычисления  
 $g(W_{ij} \cap Q_{lm})$  к относительно простой геометриче-  
ской постановке. Элемент томограммы  $W_{ij}$ , опре-  
деленной на декартовой сетке, представляет со-  
бой прямоугольник в скоростном пространстве с  
вершинами  $\{V_{i,j}, V_{i+1,j}, V_{i+1,j+1}, V_{i,j+1}\}$ . Каждому  
элементу объема (в двумерном случае – площади)  
конфигурационного пространства, ограниченно-  
му соседними узлами сетки  $\{(x_i, y_j), (x_{i+1}, y_j),$   
 $(x_{i+1}, y_{j+1}), (x_i, y_{j+1})\}$ , соответствует элемент объема  
(площади) скоростного пространства  $Q$ , постро-  
енный по значениям вектора скорости в этих уз-  
лах сетки  $Q_{lm} = \{U_{l,m}, U_{l+1,m}, U_{l+1,m+1}, U_{l,m+1}\}$ .

В общем случае элемент  $Q$  представляет собой  
четыреугольник, однако, вследствие того, что  
значения вектора скорости  $U$  в соседних узлах мо-  
гут быть произвольными, т.е. на них не накладыва-  
ется никаких априорных ограничений, то и  
элемент  $Q$  может оказаться как правильным, так  
и неправильным, либо вырожденным четырех-  
угольником. Так, равенство векторов скорости  
 $U_{lm}$  в соседних узлах ( $\exists a, b = 0 \dots 3; a \neq b : Q_a = Q_b$ )  
приводит к вырождению  $Q$ , нарушение монотон-  
ности следования узлов ( $\exists a = 0 \dots 3 : (Q_{(a+1) \bmod 4} -$   
 $- Q_a)(Q_{(a+3) \bmod 4} - Q_{(a+2) \bmod 4}) > 0$ ) – к самопересе-  
чению  $Q$ , а коллинеарность смежных ребер ( $\exists a =$   
 $= 0 \dots 3 : (Q_{(a+1) \bmod 4} - Q_a)(Q_{(a+2) \bmod 4} - Q_{(a+1) \bmod 4}) =$   
 $= 0$ ) – к частичному либо полному вырождению  
 $Q$ . Возможность существования неправильных и  
вырожденных вариантов требует предваритель-  
ной обработки  $Q$  перед тем, как можно будет вы-  
числить вклад этого источника в элементы томо-  
граммы. С учетом топологически эквивалентных  
комбинаций вершины  $Q$  могут образовывать  
8 конфигураций: 1) выпуклый четырехугольник,  
2) невыпуклый четырехугольник, 3) четырехуголь-  
ник с одним самопересечением, 4) четырехуголь-  
ник с частично вырожденной стороной (одна из

вершин лежит на смежном ребре), 5) четырех-  
угольник с вырожденной диагональю, 6) одно-  
кратно вырожденный четырехугольник (две смеж-  
ные вершины совпадают), 7) двукратно вырожден-  
ный четырехугольник (три смежные вершины  
совпадают), 8) трехкратно (полностью) вырожден-  
ный четырехугольник (все вершины совпадают).

Каждая из конфигураций  $Q$  раскладывается на  
невыврожденную (один или два треугольника) и  
вырожденную части (отрезок линии, два отрезка,  
точка):

- (1, 2) на два треугольника  $T_{0,1}$  по короткой  
диагонали:

$$\begin{cases} |Q_2 - Q_0| < |Q_3 - Q_1|, & T_0 = \{Q_0, Q_1, Q_2\}, \\ T_1 = \{Q_0, Q_2, Q_3\}, \\ |Q_2 - Q_0| \geq |Q_3 - Q_1|, & T_0 = \{Q_0, Q_1, Q_3\}, \\ T_1 = \{Q_1, Q_2, Q_3\}; \end{cases}$$

- (3) на два треугольника  $T_{0,1}$  по точке самопе-  
ресечения:

$$\begin{cases} \exists t, u \in (0, 1) : (1-t)Q_0 + tQ_1 = (1-u)Q_3 + uQ_2 = P, \\ T_0 = \{P, Q_3, Q_0\}, \quad T_1 = \{P, Q_2, Q_1\}, \\ \exists t, u \in (0, 1) : (1-t)Q_0 + tQ_3 = (1-u)Q_1 + uQ_2 = P, \\ T_0 = \{P, Q_0, Q_1\}, \quad T_1 = \{P, Q_3, Q_2\}; \end{cases}$$

- (4) на треугольник  $T_0$  и линию  $L_0$  по точке са-  
мопересечения:

$$\begin{cases} \exists t, u \in [0, 1] : t = 0 \cup u = 0 : (1-t)Q_0 + tQ_1 = \\ = (1-u)Q_3 + uQ_2 = P, \\ T_0 = \{P, Q_2, Q_1\}, \quad L_0 = \{Q_3, Q_0\}, \\ \exists t, u \in [0, 1] : t = 1 \cup u = 1 : (1-t)Q_0 + tQ_1 = \\ = (1-u)Q_3 + uQ_2 = P, \\ T_0 = \{P, Q_0, Q_1\}, \quad L_0 = \{Q_3, Q_2\}, \\ \exists t, u \in [0, 1] : t = 0 \cup u = 0 : (1-t)Q_0 + tQ_3 = \\ = (1-u)Q_1 + uQ_2 = P, \\ T_0 = \{P, Q_3, Q_2\}, \quad L_0 = \{Q_0, Q_1\}, \\ \exists t, u \in [0, 1] : t = 1 \cup u = 1 : (1-t)Q_0 + tQ_3 = \\ = (1-u)Q_1 + uQ_2 = P, \\ T_0 = \{P, Q_0, Q_1\}, \quad L_0 = \{Q_3, Q_2\}; \end{cases}$$

- (5) на две линии  $L_{0,1}$ :

$$\begin{cases} Q_0 = Q_2, \quad L_0 = \{Q_1, Q_2\}, \quad L_1 = \{Q_2, Q_3\}, \\ Q_1 = Q_3, \quad L_0 = \{Q_2, Q_3\}, \quad L_1 = \{Q_3, Q_0\}; \end{cases}$$

- (6) остается один треугольник  $T_0$ :

$$\begin{cases} Q_0 = Q_1, \quad T_0 = \{Q_1, Q_2, Q_3\}, \\ Q_1 = Q_2, \quad T_0 = \{Q_2, Q_3, Q_0\}, \\ Q_2 = Q_3, \quad T_0 = \{Q_3, Q_0, Q_1\}, \\ Q_3 = Q_0, \quad T_0 = \{Q_0, Q_1, Q_2\}; \end{cases}$$

- (7) остается одна линия  $L_0$ :

$$\left\{ \begin{array}{l} Q_0 = Q_1 = Q_2 \neq Q_3 \cup Q_0 = Q_1 \neq Q_2 = Q_3, \\ L_0 = \{Q_0, Q_3\}, \\ Q_1 = Q_2 = Q_3 \neq Q_0 \cup Q_1 = Q_2 \neq Q_3 = Q_0, \\ L_0 = \{Q_1, Q_0\}, \\ Q_2 = Q_3 = Q_0 \neq Q_1 \cup Q_2 = Q_3 \neq Q_0 = Q_1, \\ L_0 = \{Q_2, Q_1\}, \\ Q_3 = Q_0 = Q_1 \neq Q_2 \cup Q_3 = Q_0 \neq Q_1 = Q_2, \\ L_0 = \{Q_3, Q_2\}; \end{array} \right.$$

- (8) остается одна точка  $P$ :

$$P = Q_0 = Q_1 = Q_2 = Q_3.$$

Далее для каждой из частей  $Q$  рассчитывается площадь пересечения с элементами томограммы  $W_{ij}$  и вклад частей суммируется. Для невырожденной части вершины полигонов  $T_a(Q) \cap W_{ij}$ ,  $a = 0[,1]$  рассчитываются методом Сазерленда-Ходжмана [9], для вырожденных в линию частей пересечение  $L_a(Q) \cap W_{ij}$ ,  $a = 0[,1]$  рассчитывается методом Коэна-Сазерленда [10], вклад вырожденного в точку источника учитывается только в том элементе томограммы, которому он принадлежит. При расчете вклада вырожденных элементов эффективная ширина линии и эффективный диаметр точечного источника полагаются равными скоростному разрешению доплеровской томограммы. При применении метода Сазерленда-Ходжмана следует помнить, что при выполнении условия  $W_{ij} \in T_a(Q)$ , т.е., если элемент томограммы целиком помещается в невырожденную часть  $Q$ , результатом будет пустое множество, и метод необходимо применить повторно, заменив полигоны местами, либо использовать прямой геометрический тест на выполнение данного условия.

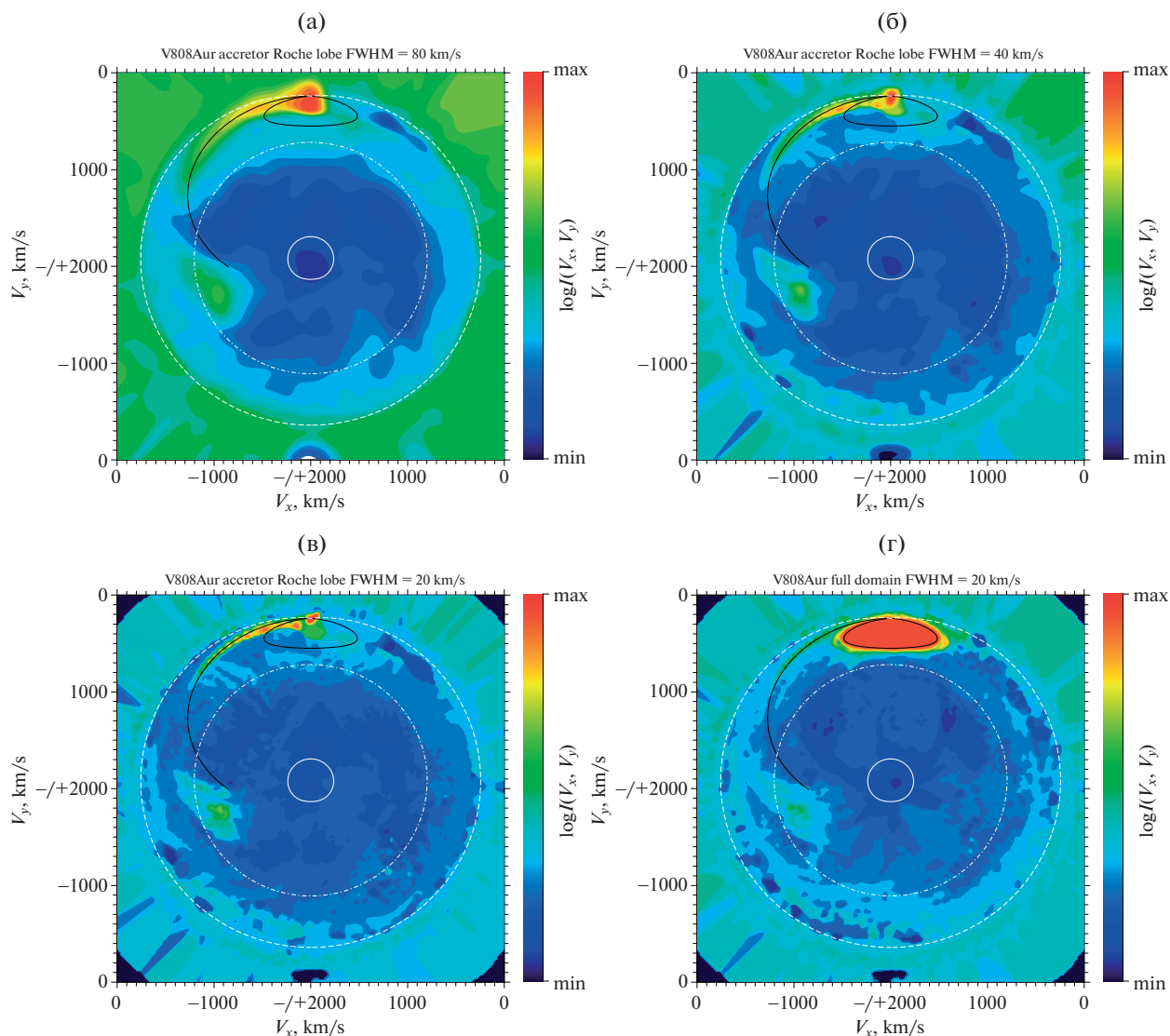
На рис. 4 показаны синтетические доплеровские томограммы, построенные методом картирования с разрешением томографического изображения 80, 40, 20 и 10 км/с. Поскольку метод картирования напрямую учитывает форму и размер скоростных объемов, то, в отличие от метода свертки, на томограмме, полученной методом картирования, протяженные в скоростном пространстве элементы течения образуют непрерывное распределение интенсивности с четкими границами элементов. Как следствие, на томограмме отсутствуют промежутки между точечными источниками, визуально формирующие на томографическом изображении фиктивные структуры, проявляющиеся при применении метода свертки.

На томограммах, приведенных на рис. 4, хорошо выделяется только один наиболее яркий эле-

мент течения – аккреционный поток из точки Лагранжа  $L_1$ . На участке траектории от  $L_1$  до радиуса последней устойчивой орбиты вокруг аккретора он имеет резкие границы, далее по траектории внутри магнитосферы аккретора границы потока становятся более размытыми, однако даже при этом на томограммах с разрешением 20 и 10 км/с хорошо видно разделение аккреционного потока на два рукава на скорости  $\approx 1000$  км/с. Также томограмма показывает наличие источников излучения внутри полости Роша аккретора, движущихся со скоростями, близкими к орбитальной скорости самого аккретора, однако из томографического изображения этих источников нельзя сказать, что они формируют какую-либо определенную структуру.

### 3.3. Спектральный синтез

В отличие от методов свертки и картирования, метод спектрального синтеза не является методом прямого отображения, но предполагает моделирование наблюдательных данных, а именно участка спектра с профилем спектральной линии, и последующее применение классического метода доплеровской томографии для восстановления томографического изображения из смоделированного набора спектров. Это означает, что построение синтетической доплеровской томограммы выполняется тем же способом, которым получается наблюдательная томограмма, т.е. каким-либо вариантом метода восстановления томографических изображений (FBP – Filtered Back Projection [11, 12]), [метод “чистки” (Clean) [13–16], байесовские методы с регуляризацией [17–20]), но при этом используются не наблюдательные спектры реального астрофизического объекта, а синтетические профили спектральной линии, вычисленные по его газодинамической модели. В настоящей работе для восстановления томографического изображения был применен метод максимального правдоподобия с энтропийной регуляризацией из широкого набора Maximum Entropy Methods (далее MLME – Maximum Likelihood & Maximum Entropy). Такой подход позволяет получить доплеровскую томограмму, наиболее близкую к наблюдательной, при условии схожести профилей спектральных линий, так как позволяет учесть и особенности процедуры наблюдения в виде идентичного набора орбитальных фаз, которым соответствуют наблюдательные спектры, и поведение метода восстановления изображения в отношении заполнения участков томограммы между соседними спектральными профилями. Потенциально проблемной частью метода является само моделирование спектра, поскольку и модель переноса излучения может недостаточно адекватно описывать наблюдаемый объект и, что еще важнее, сам объект может со-



**Рис. 3.** Синтетические доплеровские томограммы в инвертированном скоростном пространстве, построенные методом свертки. На панелях (а), (б), (в) показаны томограммы, построенные только по источникам излучения внутри полости Роша аккректора с разрешением 80, 40 и 20 км/с, на панели (г) – томограмма с учетом источников во всей расчетной области с разрешением 20 км/с. Линиями показаны полости Роша компонентов системы, баллистическая траектория струи вещества из точки Лагранжа  $L_1$ , радиус последней устойчивой орбиты вокруг аккректора и радиус самого аккректора.

держат оптически толстые структуры, что ограничивает применимость доплеровской томографии как таковой.

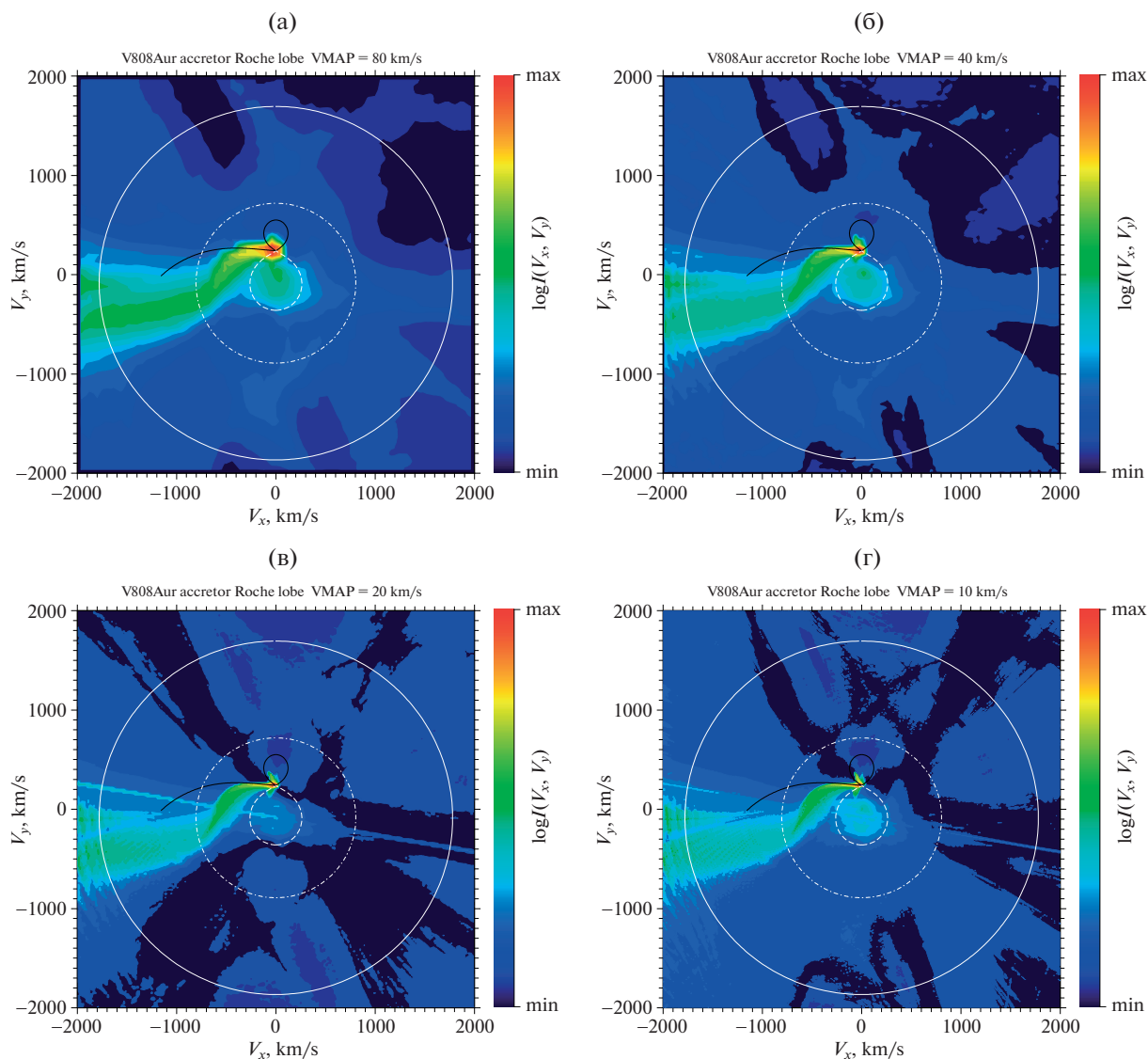
Синтетические профили спектральных линий рассчитываются в приближении оптически тонкой среды. Каждому элементу течения соответствует некоторый эмиссионный профиль спектральной линии, вычисленный с учетом доплеровского смещения и теплового уширения исходя из значений газодинамических величин, представленных в данных МГД моделирования, т.е. после учета термодинамического вклада процессов радиационного нагрева-охлаждения и без

учета потока излучения, производимого в ходе радиационного охлаждения газа, при этом амплитуда профиля определяется выражением (1).

В самом простом случае интенсивность вычисляется суммированием всех источников, свернутых с функцией рассеяния, аналогично (2):

$$I_k = \sum_n S_n \int_{-\Delta V_r/2}^{+\Delta V_r/2} f(\mathbf{U}_n \cdot \mathbf{R} - (V_{r,k} + \delta V_r)) d\delta V_r, \quad (6)$$

где вектор  $\mathbf{R} = (\cos 2\pi\phi \cos \pi/2 - i; \sin 2\pi\phi \cos \pi/2 - i; \sin \pi/2 - i)$  определяет направление луча зрения ( $\phi$  – орбитальная фаза,  $i$  – наклонение орби-



**Рис. 4.** Синтетическая доплеровская томограмма с разрешением 80 (а), 40 (б), 20 (в) и 10 км/с (г), построенная методом картирования по источникам излучения внутри полости Роша аккректора. Линиями показаны полости Роша компонентов системы, баллистическая траектория струи вещества из точки Лагранжа  $L_1$ , радиус последней устойчивой орбиты вокруг аккректора и радиус самого аккректора.

ты),  $\Delta V_r = (V_{r,k+1} - V_{r,k})$  – скоростное разрешение профиля спектральной линии,  $f$  – функция рассеяния точечного источника.

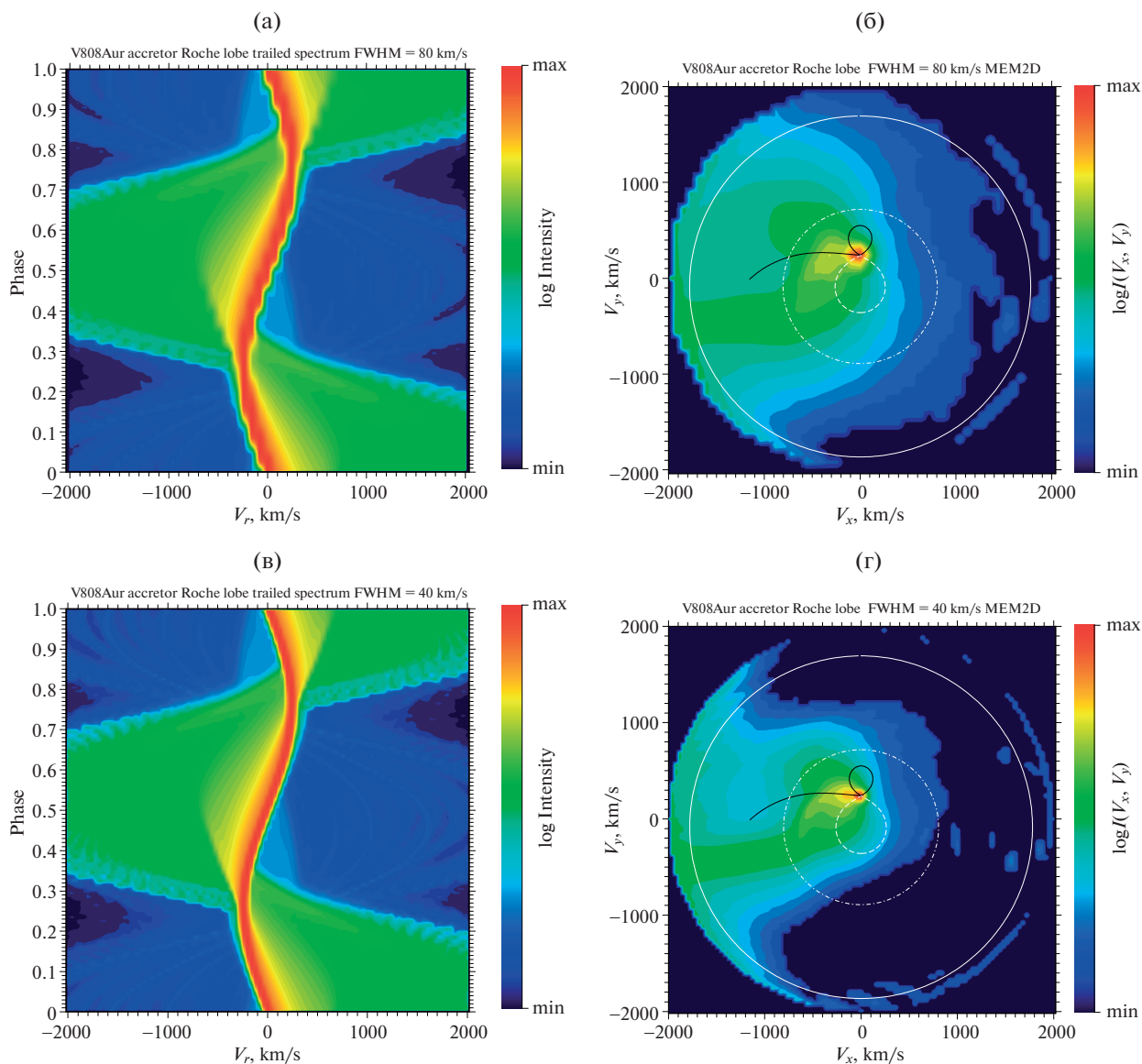
В качестве функции рассеяния мы использовали функцию Гаусса, дисперсия которой определялась как  $\sigma = \sqrt{\sigma_T^2 + \sigma_1^2}$  с учетом тепловой ширины профиля спектральной линии и заданной инструментальной дисперсии.

На рис. 5 и рис. 6 показаны синтетические последовательные спектрограммы (панели (а), (в)) с разрешением 80, 40 (рис. 5), 20 и 10 км/с (рис. 6) и восстановленные по ним доплеровские томограммы (панели (б), (г)). Для моделирования

спектров использовались только источники излучения внутри полости Роша аккректора.

#### 4. ИНВЕРТИРОВАННОЕ СКОРОСТНОЕ ПРОСТРАНСТВО

В работе [21] был предложен, а далее в работах [22–25] развит альтернативный способ представления доплеровских томограмм, предполагающий облегчающий их интерпретацию, поскольку используемое преобразование координат заменяет контринтуитивную обратно пропорциональную связь между расстоянием и скоростью, естественно возникающую при движении в гра-

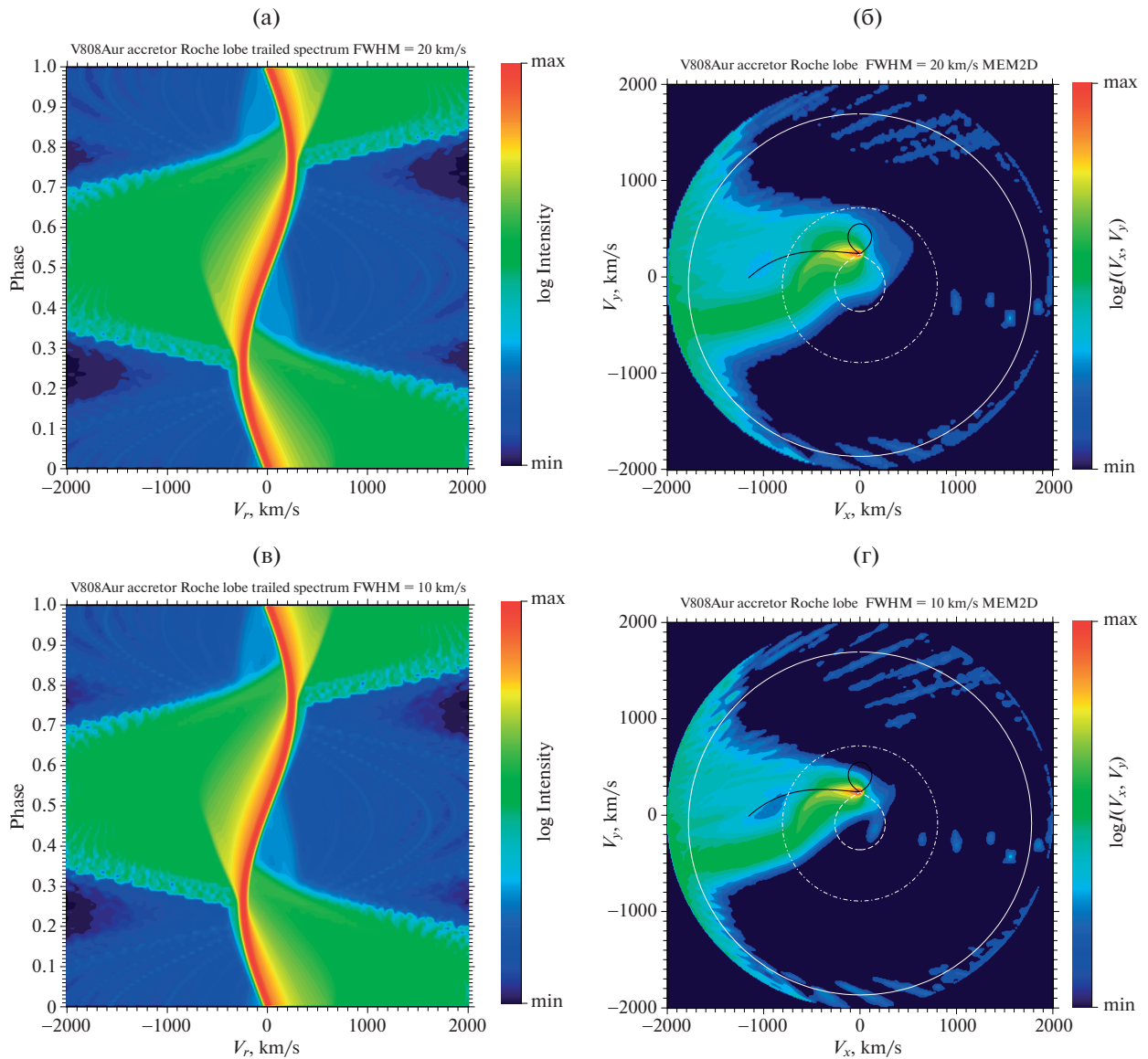


**Рис. 5.** Синтетические последовательные спектрограммы (слева) и восстановленные по ним доплеровские томограммы (справа) с разрешением 80 км/с (панели (а) и (б)) и 40 км/с (панели (в) и (г)). Для моделирования спектров использовались только источники излучения внутри полости Роша аккректора. Линиями показаны полости Роша компонентов системы, баллистическая траектория струи вещества из точки Лагранжа  $L_1$ , радиус последней устойчивой орбиты вокруг аккректора и радиус самого аккректора.

витационном поле, на прямо пропорциональную. Кроме того, в этом подходе разрешение томографического изображения получается выше в области низких скоростей. Суть предлагаемого в работе [21] метода сводится к следующему: вместо традиционного представления доплеровской томограммы как распределения интенсивности вида  $I(v_x, v_y)$  строится распределение  $I(v'_r, v_\phi)$  в псевдо-полярных координатах, где координата  $v'_r$  выражается через радиальный компонент вектора скорости как  $v'_r = v_{\max} - v_r$ , а  $v_{\max}$  — выбранное

максимальное значение скорости, которое может быть отображено на томограмме. Отметим, что при использовании такого преобразования область пространства  $v_r > v_{\max}$  не может быть показана. Данный способ представления доплеровских томограмм может быть применен к любому из перечисленных выше, поскольку всего лишь преобразует систему координат уже имеющейся классической доплеровской томограммы. Тем не менее способ инверсии скоростного пространства для каждого из перечисленных выше методов отличается.





**Рис. 6.** Синтетические последовательные спектрограммы (слева) и восстановленные по ним доплеровские томограммы (справа) с разрешением 20 км/с (панели (а), (б)) и 10 км/с (панели (в), (г)). Для моделирования спектров использовались только источники излучения внутри полости Роша аккректора. Линиями показаны полости Роша компонентов системы, баллистическая траектория струи вещества из точки Лагранжа  $L_1$ , радиус последней устойчивой орбиты вокруг аккректора и радиус самого аккректора.

#### 4.1. Свертка

В методе свертки реализация инвертированного скоростного пространства наиболее простая, поскольку указанное выше преобразование координат можно напрямую использовать в выражении (2):

$$I_{ij} = \sum_n S_n \begin{cases} |\mathbf{U}_n| \leq V_{\max}, & f\left(\left|\mathbf{V}_{ij} - \left(1 - \frac{|\mathbf{U}_n|}{V_{\max}}\right)\mathbf{U}_n\right|\right), \\ |\mathbf{U}_n| > V_{\max}, & 0, \end{cases} \quad (7)$$

где  $I_{ij}$  — интенсивность  $(i, j)$ -го элемента томограммы,  $\mathbf{V}_{ij} = (V_x, V_y)_{ij}$  — скоростная координата томограммы,  $S_n$  — интенсивность излучения  $n$ -го источника,  $\mathbf{U}_n = (U_x, U_y)_n$  — скорость источника,  $f$  — функция рассеяния точки,  $V_{\max}$  — максимальная скорость на инвертированной томограмме.

На рис. 3 показаны синтетические доплеровские томограммы в инвертированном скоростном пространстве, построенные методом свертки. Расположение компонентов двойной звезды и элементов течения оболочки на инвертирован-

ной томограмме существенно отличается от классического и требует пояснений. Большую часть пространства томограммы занимает полость Роша аккретора, ее граница показана на томограммах на рис. 3 штриховой линией (внешняя окружность). Внутри полости Роша аккретора также показаны сплошными линиями кеплеровский радиус аккретора (внутренняя окружность) и местоположение последней устойчивой орбиты вокруг аккретора (штрихпунктирная окружность между границей полости Роша и кеплеровским радиусом аккретора). В инвертированном скоростном пространстве полость Роша донора отображается внутрь полости Роша аккретора, она также имеет грушеобразную форму, как и на классической доплеровской томограмме, но располагается в верхней части томограммы по центру и ориентирована точкой Лагранжа  $L_1$  наружу, а не внутрь. Граница полости Роша донора и баллистическая траектория вещества из точки Лагранжа  $L_1$  показаны на рис. 2 сплошными линиями.

#### 4.2. Картирование

В методе картирования реализация инвертированного скоростного пространства представляет собой более сложную задачу. Поскольку фактически инвертированная томограмма строится в криволинейном пространстве (в полярных координатах), то и учет вкладов источников геометрическими методами тоже необходимо производить в криволинейном пространстве, что делает задачу очень нетривиальной. К счастью, есть более простое решение. Оно состоит в том, что учитывать вклады источников можно и в плоском скоростном пространстве, однако при этом в плоское пространство нужно перевести и геометрию элементов томограммы. Поскольку элементами инвертированной томограммы являются полярные сектора, такая задача решается достаточно просто, но требует привлечения новых алгоритмов. Для вычисления вклада источника необходимо вычислить объем (площадь) пересечения элемента источника с элементами инвертированной томограммы, т.е. с секторами в полярных координатах, переведенными в плоское пространство в декартовых координатах. Представление криволинейной радиальной границы полярного сектора конечным набором отрезков в декартовых координатах возможно только приближенно, поэтому аппроксимацию полярного сектора многоугольником необходимо делать с учетом погрешности вычисления площади. Относительная ошибка аппроксимации площади полярного сектора имеет вид:

$$\xi = 1 - \frac{2N \sin \frac{\alpha}{2N}}{\alpha}, \quad (8)$$

где  $N$  — количество отрезков, аппроксимирующих дугу в полярном секторе ( $N \geq 1$ ),  $\alpha \in (0, \alpha_{\max} \ll \pi)$  — угол раствора полярного сектора.

Таким образом, чтобы относительная погрешность в интенсивности при вычислении вклада источника не превышала некоторое заданное значение  $\varepsilon_l$ , это же условие должно выполняться и для относительной ошибки аппроксимации площади элемента томограммы, т.е.  $\xi \leq \varepsilon_l$ , откуда можно найти минимальное требуемое  $N$ .

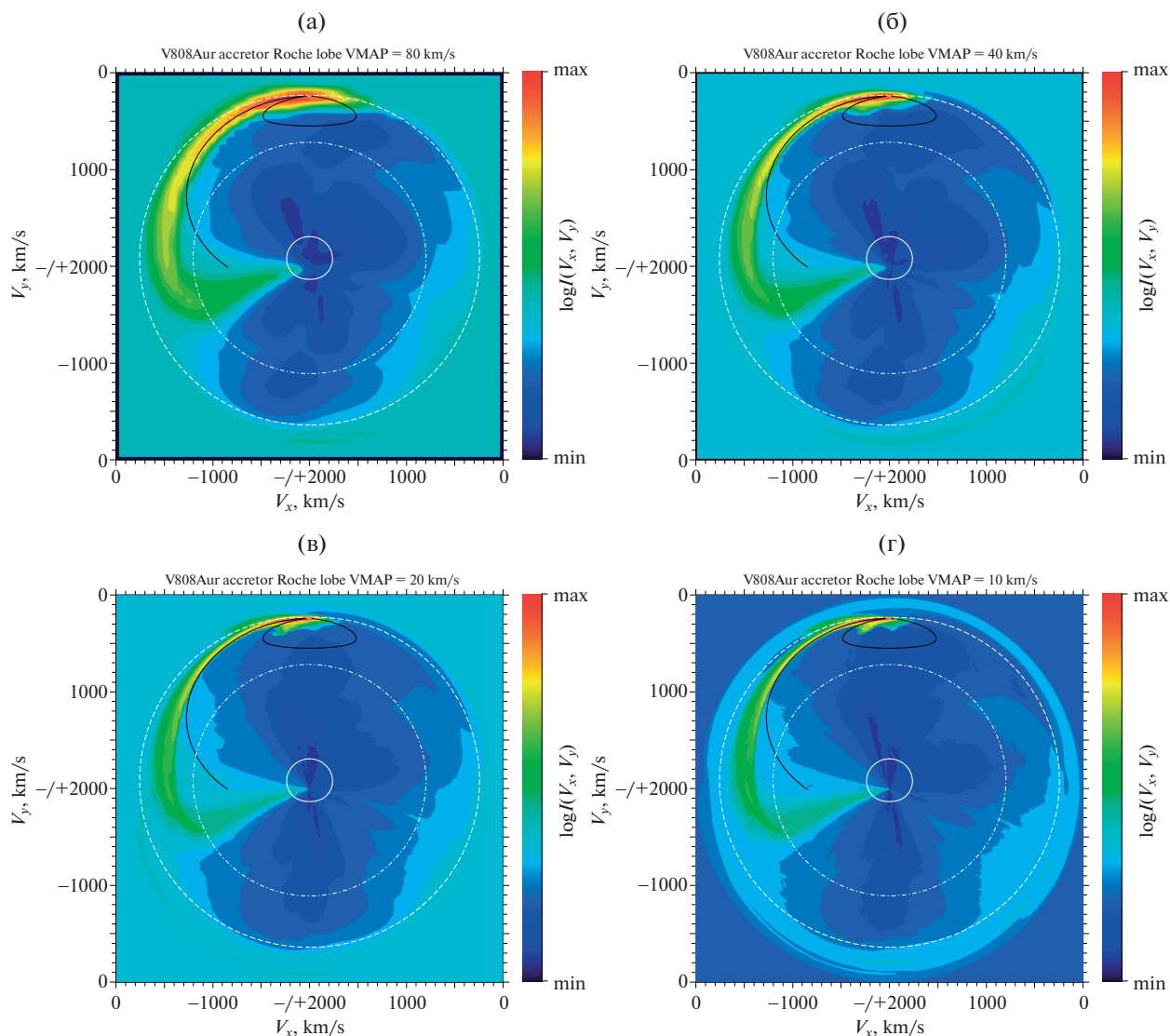
Далее, для нахождения пересечения многоугольника, представляющего элемент инвертированной томограммы, с элементом площади источника, необходимо использовать метод Уайлера-Атертона (Weiler-Atherton) [26, 27], т.к. метод Сазерленда-Ходжмана не работает корректно с невыпуклыми многоугольниками, каким в общем случае является аппроксимированный набором отрезков полярный сектор. Найденные методом Уайлера-Атертона пересечения элемента инвертированной томограммы и элемента площади источника являются выпуклыми многоугольниками, поэтому вычисление суммы их площадей производится элементарно.

В результате выполнения описанных выше шагов метода картирования получается синтетическая доплеровская томограмма в полярных координатах. Для аккуратного пересчета полученного распределения интенсивности в плоское скоростное пространство на декартову сетку можно повторно воспользоваться методом Уайлера-Атертона, но вместо элементов площади источников использовать многоугольники, описывающие границы ячеек декартовой сетки. Конечно, на этом этапе вместо геометрического интегрирования можно воспользоваться и каким-либо более простым способом интерполяции распределения интенсивности, но при этом следует помнить, что интерполяция может быть неконсервативной и производить артефакты в случае, когда локальное разрешение томограммы в полярных координатах выше разрешения томограммы в плоском пространстве.

На рис. 7 показаны синтетические доплеровские томограммы, построенные методом картирования в инвертированном скоростном пространстве с разрешением томографического изображения 80, 40, 20 и 10 км/с.

#### 4.3. Спектральный синтез

Построение доплеровской томограммы в инвертированном скоростном пространстве методом спектрального синтеза возможно двумя способами: 1) с помощью метода доплеровской томографии в полярных скоростных координатах с последующей радиальной инверсией томограммы и 2) преобразованием в инвертированное скорост-



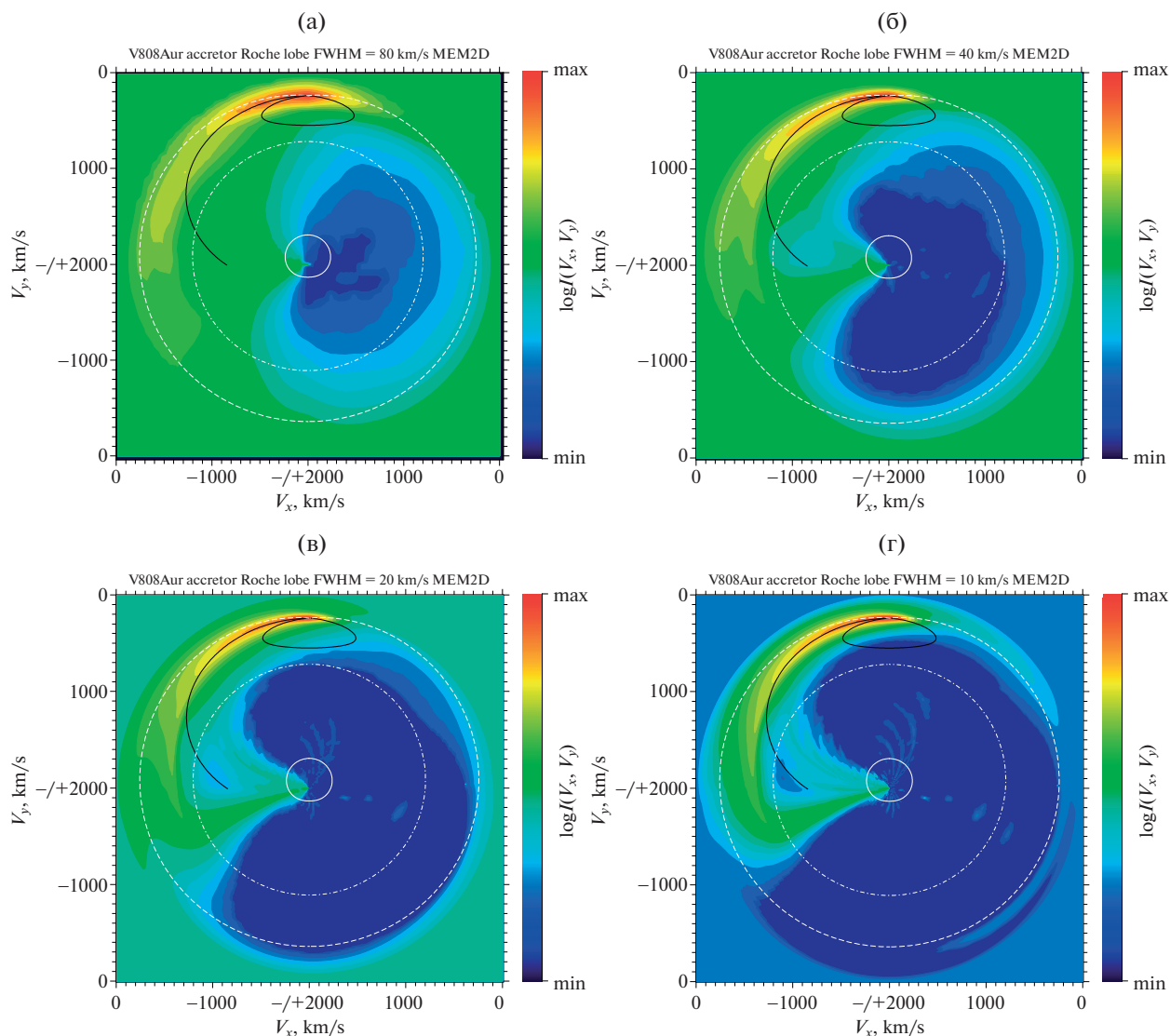
**Рис. 7.** Синтетические доплеровские томограммы в инвертированном скоростном пространстве с разрешением 80 (а), 40 (б), 20 (в) и 10 км/с (г), построенные методом картирования по источникам излучения внутри полости Роша аккректора. Линиями показаны полости Роша компонентов системы, баллистическая траектория струи вещества из точки Лагранжа  $L_1$ , радиус последней устойчивой орбиты вокруг аккректора и радиус самого аккректора.

ное пространство классической доплеровской томограммы, полученной в плоском скоростном пространстве. Поскольку в распоряжении авторов настоящей работы была только реализация метода MLME для плоского скоростного пространства, синтетические доплеровские томограммы, показанные на рис. 8, получены вторым способом.

### 5. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Фотометрические и спектроскопические наблюдения полярных звезд проводятся многими исследователями уже в течение нескольких десятилетий, по результатам наблюдений опубликовано мно-

жество работ. Однако спектроскопические наблюдения с достаточно высоким для доплеровской томографии скоростным и временным разрешением гораздо более редки. При этом таких работ, в которых доплеровские томограммы полярных звезд использовались бы для представления результатов спектроскопических наблюдений и обладали бы достаточной детализацией для анализа структуры околозвездной оболочки, из всего множества публикаций на каждый наблюдаемый поляр приходится единицы. Ниже мы рассмотрим несколько публикаций, в которых представлены наблюдательные доплеровские томограммы V808 Aur и других полярных звезд, и проведем краткое



**Рис. 8.** Синтетические доплеровские томограммы в инвертированном скоростном пространстве с разрешением 80 (а), 40 (б), 20 (в) и 10 км/с (г), построенные методом спектрального синтеза. Для получения томограммы использовались только источники излучения внутри полости Роша аккректора. Линиями показаны полости Роша компонентов системы, баллистическая траектория струи вещества из точки Лагранжа  $L_1$ , радиус последней устойчивой орбиты вокруг аккректора и радиус самого аккректора.

сравнение синтетических и наблюдательных томограмм.

Наблюдательные доплеровские томограммы для затменного поляра V808 Aur (CSS081231: :071126+440405), для которого мы строили в настоящей работе синтетические томограммы по результатам вычисления МГД модели, можно найти в статье [28]. Наблюдательные томограммы приведены для линий  $H\alpha$ ,  $H\beta$ , He I и He II с разрешением  $\approx 100$ – $135$  км/с для двух наборов спектров, соответствующих разным датам проведения наблюдений. Из распределения интенсивности на различных томограммах можно сделать вывод, что поведение аккреционного потока в целом

совпадает с модельным, во втором наборе томограмм хорошо проявляются уширение и отклонение аккреционного потока от баллистической траектории в направлении аккректора, но отклонение происходит на больших скоростях  $\approx 500$ – $800$  км/с против  $\approx 250$ – $300$  км/с в МГД модели. В первом наборе томограмм доминирует аккреционный поток на баллистической траектории, но на скоростях  $> 1000$  км/с продолжения аккреционного потока на наблюдательных томограммах не видно из-за малой интенсивности эмиссионных линий.

В работе [29] приведена доплеровская томограмма поляра VV Pupris в линии  $H\alpha$  с разреше-

нием  $\approx 72.8$  км/с. На ней основные источники излучения сосредоточены в аккреционном потоке в полости Роша аккретора, в окрестности точки Лагранжа  $L_1$ , несмотря на более высокое разрешение томограммы, по сравнению с другими наблюдениями, распределение интенсивности не имеет мелких деталей и представляет собой одно яркое пятно, вытянутое несколькими лучами в сторону аккретора и по направлению орбитального движения системы, аккреционный поток отклонен от баллистической траектории также в сторону аккретора.

В работе [30] приведена доплеровская томограмма поляра VL Hvdri в линии H $\alpha$  с разрешением  $\approx 170$  км/с. Здесь основные источники излучения расположены глубоко в полости Роша аккретора, распределение интенсивности представляет собой одно яркое пятно эллиптической формы, смещенное в сторону аккретора и по ходу орбитального движения системы. Ввиду крайне низкого разрешения томограммы, она не представляет особого интереса для детального анализа, но вполне согласуется по структуре с доплеровскими томограммами других полярков.

В работе [31] приведена доплеровская томограмма поляра RX J1554.2+2721 в линии He II с разрешением  $\approx 153.6$  км/с. Данная томограмма показывает, что основные источники излучения сосредоточены в аккреционном потоке в полости Роша аккретора вблизи точки Лагранжа  $L_1$  и центра масс системы, разрешение томограммы не позволяет сделать однозначный вывод об отклонении аккреционного потока от баллистической траектории.

В работе [32] приведены доплеровские томограммы поляра V834 Cen в линии He II с разрешением  $\approx 51.2$  км/с. На этих томограммах хорошо выделяется аккреционный поток из точки Лагранжа  $L_1$ , отклоняющийся от баллистической траектории в сторону аккретора на скорости  $\approx 500$  км/с и различимый далее до скорости  $\approx 1000$  км/с, на некоторых томограммах также видно начало разделения аккреционного потока на части.

В работе [33] приведены доплеровские томограммы полярков AM Her и QQ Vul в линиях He I и He II с разрешением  $\approx 80$  км/с и в линии H $\beta$  с разрешением  $\approx 50$  км/с. На томограммах AM Her в линии H $\beta$  выделяются только источник в  $L_1$  и аморфная область размером  $\approx 150$  км/с, смещенная в сторону аккретора и по направлению орбитального движения системы, на томограмме в линии He II хорошо видно отклонение аккреционного потока от баллистической траектории на скорости  $\approx 500$  км/с в сторону аккретора. На томограммах QQ Vul во всех линиях выделяется обширная область размером  $\approx 1300$  км/с, также смещенная в сторону аккретора и по ходу орбиталь-

ного движения системы, наиболее яркие источники находятся как на баллистической траектории аккреционного потока, так и вблизи аккретора.

В работе [34] приведены доплеровские томограммы поляра J2048 в линии H $\alpha$  с разрешением  $\approx 55$  км/с: максимум интенсивности приходится на окрестность точки Лагранжа  $L_1$ , аккреционный поток на томограммах имеет форму трех лучей, средний из которых расположен аналогично другим поляркам, отклоняясь от баллистической траектории в сторону аккретора на скорости  $\approx 400$  км/с, два крайних луча направлены на аккретор и по ходу орбитального движения. Вероятно, такая особенность в распределении интенсивности объясняется в т.ч. свойствами метода восстановления томографического изображения, поскольку на томограммах с меньшим разрешением у других полярков тоже встречается распределение ярких источников излучения в широком диапазоне скоростей [33].

В работе [35] приведены доплеровские томограммы поляра CRTS CSS 130604 J215427+155714 в линиях H $\beta$  и He II с разрешением  $\approx 140.8$  км/с: на томограммах присутствует одно яркое пятно в окрестности точки Лагранжа  $L_1$ , распределение интенсивности на остальной части томограммы не содержит каких-либо структур с более-менее четкими границами, но в линии He II смещено в сторону звезды-донора и по ходу орбитального движения системы.

В работе [36] приведены доплеровские томограммы поляра 1RXS J152506.9–032647 в линиях H $\beta$  и He II с разрешением  $\approx 140.8$  км/с. На томограммах присутствует одно яркое пятно, смещенное на  $\approx 200$  км/с от точки Лагранжа  $L_1$  вдоль баллистической траектории аккреционного потока, сам поток отклонен в сторону аккретора и имеет сравнительно низкую яркость, преобладающую в линии He II.

Наиболее детальная доплеровская томограмма приведена в работе [37] для поляра IPHAS J052832.69+283837.6 в линии H $\beta$  с разрешением  $\approx 53.8$  км/с в классическом виде (стандартная проекция) и в инвертированном скоростном пространстве: основные источники излучения сосредоточены вдоль аккреционного потока, сам поток по мере удаления от точки Лагранжа  $L_1$  отклоняется в сторону от аккретора. В целом между наблюдательными доплеровскими томограммами поляра IPHAS J052832.69+283837.6 и синтетическими доплеровскими томограммами поляра V808 Aur, полученными в настоящей работе, имеется наилучшее соответствие. На синтетических томограммах V808 Aur аккреционный поток отклонен от баллистической траектории в сторону, противоположную той, что имеет место на наблюда-

тельных томограммах IPHAS J052832.69+283837.6. Это может быть связано как с выбранными моментами времени наблюдения и моделирования, с конфигурацией магнитного поля, так и с принятыми начальными условиями для расчета баллистической траектории.

Применение методов доплеровской томографии не ограничивается только изучением околозвездных оболочек катаклизмических переменных, их можно использовать и в новых перспективных областях исследования.

Так, в работах [38–40] обсуждается возможное обнаружение двух экзопланет типа горячего юпитера в системе поляра UZ Fornacis. Приводимые авторами указанных работ доплеровские томограммы по общей структуре хорошо согласуются с томограммами других полярных, но обладают несколькими нехарактерными для полярных особенностями, такими как существенно отличающееся расположение горячих пятен (ярких источников) и видимое прерывание аккреционного потока за горячим пятном. Распределение интенсивности излучения вдоль траектории аккрецирующего вещества указывает на наличие препятствия в околозвездной оболочке поляра, однако томограмма не показывает наличие околозвездного диска, как у промежуточных полярных. Анализ только наблюдательных данных, проведенный в работах [38–40], не позволяет сделать однозначный вывод об устройстве околозвездной оболочки UZ Fornacis. Мы считаем актуальным проведение исследования системы методами МГД моделирования с применением описанных в настоящей работе методов синтетической доплеровской томографии.

В работе [2] метод доплеровской томографии используется авторами для исследования атмосфер экзопланет. Применение классической доплеровской томографии не совсем традиционно для исследования экзопланет, поскольку в основном применяется метод доплеровского картирования, известный как *line-profile tomography* [41, 42], однако это также открывает новую область применения и для методов синтетической доплеровской томографии.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье приведены описания трех методов построения синтетических доплеровских томограмм: двух прямых методов – свертки и картирования, и одного обратного метода – спектрального синтеза (моделирования наблюдательных данных (спектров) и восстановления томограммы методом MLME). Продемонстрировано применение указанных методов к результатам МГД моделирования поляра V808 Aur, приведены доплеровские томограммы, построенные всеми

рассмотренными методами в нескольких скоростных разрезах, а также синтетические последовательные спектрограммы для обратного метода. Кроме того, рассмотрены варианты методов для инвертированного скоростного пространства. Проведено сравнение с наблюдательными доплеровскими томограммами полярных.

Из прямых методов синтетической доплеровской томографии метод картирования показал наилучшее совпадение как с обратным методом спектрального синтеза, так и с наблюдательными томограммами. Метод свертки при всей своей простоте показал себя наименее точным, склонным к созданию артефактов на томограммах из-за неучета в своей классической формулировке протяженности источников в скоростном пространстве. Вероятно, этот недостаток метода свертки можно устранить или нивелировать, если учесть локальную анизотропию скоростного пространства, однако это выходит за рамки настоящей работы. Нами рассмотрен только двумерный вариант метода картирования, хотя полноценным вариантом является, конечно же, его трехмерный вариант. Реализация трехмерного метода картирования, безусловно, сложнее и в плане комбинаторной топологии (вследствие появления новых способов вырождения геометрии источников в скоростном пространстве и новых симметрий) и необходимости применения более громоздких стереометрических методов вычислительной геометрии, однако она видится необходимой для сопоставления численных моделей с трехмерными наблюдательными доплеровскими томограммами [5]. Авторы планируют продолжить развитие методов синтетической доплеровской томографии в будущих работах.

Одним из проблемных моментов для всех методов построения синтетических доплеровских томограмм оказалась невозможность более адекватно, чем в принятом в настоящей работе сером приближении, рассчитать интенсивность источников излучения только по данным МГД модели. При этом в практике моделирования околозвездных оболочек необходимо учитывать то обстоятельство, что при использовании в газодинамической модели какого-либо метода переноса излучения или при использовании приближенного метода радиационного нагрева-охлаждения вещества соответствующие радиационные потоки или радиационно-тепловые источники должны включаться в результаты моделирования, а не только учитываться в модели в процессе расчета.

Сравнение синтетических доплеровских томограмм поляра V808 Aur (CSS081231: 071126+440405), построенных по данным МГД модели, с наблюдательными томограммами этого и некоторых других полярных показало хорошее взаимное соответствие по структуре томограмм. В рассмотренных

нами работах наблюдательные томограммы, в лучшем случае, достигают разрешения, близкого к 40 км/с, при котором детализация томограммы уже достаточно высока для анализа структуры аккреционного течения, но, как показывают синтетические доплеровские томограммы в случае V808 Aig, более мелкие детали течения, такие как разделение аккреционного потока на рукава и переход в аккреционные колонки, начинают быть различимы с разрешений порядка 20 км/с, недостижимых в наблюдениях с приемлемым отношением сигнал/шум на многих инструментах, используемых для наблюдения полярнов.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

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

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена с использованием вычислительных ресурсов Межведомственного суперкомпьютерного центра Российской академии наук (МЦС РАН)<sup>1</sup>. Авторы выражают благодарность Д.А. Кононову (ИНАСАН) за предоставленный код MEM2D, реализующий метод MLME.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *T. R. Marsh and K. Horne*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **235**, 269 (1988).
2. *C. A. Watson, E. J. W. de Mooij, D. Steeghs, T. R. Marsh, M. Brogi, N. P. Gibson, and S. Matthews*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **490**, 1991 (2019), arXiv:1909.09219 [astro-ph.EP].
3. *D. V. Bisikalo, D. A. Kononov, P. V. Kaigorodov, A. G. Zhilkin, and A. A. Boyarchuk*, Astron. Rep. **52**, 318 (2008).
4. *D. A. Kononov, F. Giovannelli, I. Bruni, and D. V. Bisikalo*, Astron. and Astrophys. **538**, id. A94 (2012).
5. *D. A. Kononov, M. I. Agafonov, O. I. Sharova, D. V. Bisikalo, A. G. Zhilkin, and M. Y. Sidorov*, Astron. Rep. **58**, 881 (2014).
6. *A. G. Zhilkin, A. V. Sobolev, D. V. Bisikalo, and M. M. Gabdeev*, Astron. Rep. **63**, 751 (2019).
7. *B. Paczyński*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **9**, 183 (1971).
8. *C. Warner*, *Cataclysmic variable stars* (Cambridge Astrophys. Ser. **28**, 1995).
9. *I. E. Sutherland and G. W. Hodgman*, Comm. ACM **17**, 32 (1974).  
<https://doi.org/10.1145/360767.360802>
10. *W. Newman and R. L. Sproull*, *Principles of interactive computer graphics* (New York: McGraw-Hill, 1973).
11. *R. N. Bracewell and A. C. Riddle*, Astrophys. J. **150**, 427 (1967).
12. *T. R. Marsh*, *Binary Stars: Selected Topics on Observations and Physical Processes*, Lectures held at the Astrophysics School XII Organized by the European Astrophysics Doctoral Network (EADN) in La Laguna, Tenerife, Spain, 6–17 September 1999, edited by F. C. L'zaro and M. J. Arévalo, Lecture Notes in Physics, **563**, 151 (2001).
13. *A. Högbom*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. **15**, 417 (1974).
14. *D. G. Steer, P. E. Dewdney, and M. R. Ito*, Astron. and Astrophys. **137**, 159 (1984).
15. *B. G. Clark*, Astron. and Astrophys. **89**, 377 (1980).
16. *T. J. Cornwell*, Astron. and Astrophys. **202**, 316 (1988).
17. *L. B. Lucy*, Astron. J. **79**, 745 (1974).
18. *L. B. Lucy*, Astron. and Astrophys. **289**, 983 (1994).
19. *R. Nityananda and R. Narayan*, J. Astrophys. and Astron. **3**, 419 (1982).
20. *J. Skilling and R. K. Bryan*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **211**, 111 (1984).
21. *E. J. Kotze, S. B. Potter, and V. A. McBride*, Astron. and Astrophys. **579**, id. A77 (2015), arXiv:1507.05213 [astro-ph.SR].
22. *S. Potter, E. Kotze, and V. McBride*, Proc. of the SALT Science Conference 2015 (SSC2015), held 1–5 June 2015 in Stellenbosch Institute of Advanced Study, South Africa, id. 51.
23. *S. Potter, E. Kotze, and V. McBride*, Proc. of *The Golden Age of Cataclysmic Variables and Related Objects – III (Golden2015)*, held 7–12 September 2015 in Palermo, Italy, id.20.
24. *E. J. Kotze and S. B. Potter*, Acta Polytechnica CTU Proceedings **2**, 170 (2015), arXiv:1503.04637 [astro-ph.SR],  
<https://doi.org/10.14311/APP.2015.02.0170>
25. *E. J. Kotze, S. B. Potter, and V. A. McBride*, Astron. and Astrophys. **595**, id. A47 (2016), arXiv:1610.09841 [astro-ph.SR].
26. *J. F. Hughes, M. S. McGuire, J. Foley, D. F. Sklar, S. K. Feiner, K. Akeley, A. Van Dam, and J. D. Foley*, *Computer graphics, 3rd ed.* (Boston, MA: Addison-Wesley Educational, 2009).
27. *P. A. K. Weiler*, *Hidden surface removal using polygon area sorting* (Computer Science Press, Inc., 1988).
28. *N. V. Borisov, M. M. Gabdeev, V. V. Shimansky, N. A. Katysheva, A. I. Kolbin, S. Y. Shugarov, and V. P. Goranskij*, Astrophys. Bull. **71**, 101 (2016).
29. *M. P. Diaz and J. E. Steiner*, Astron. and Astrophys. **283**, 508 (1994).
30. *R. E. Mennickent, M. P. Diaz, and J. Arenas*, Astron. and Astrophys. **352**, 167 (1999).
31. *G. H. Tovmassian, J. Greiner, S. V. Zharikov, J. Echevarria, and A. Kniazev*, Astron. and Astrophys. **380**, 504 (2001), arXiv:astro-ph/01110048.
32. *S. B. Potter, E. Romero-Colmenero, C. A. Watson, D. A. H. Buckley, and A. Phillips*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **348**, 316 (2004), arXiv:astro-ph/0311151.
33. *A. Staudte, A. D. Schwope, P. Hedelt, A. Rau, and R. Schwarz*, in *Magnetic Cataclysmic Variables*, IAU Colloquium 190, Proc. of the Conference held 8–

<sup>1</sup> <https://www.jscc.ru/>

- 13 December 2002 in Cape Town, South Africa, edited by S. Vrieland and M. Cropper, *Astron. Soc. Pacific* **315**, 251 (2004).
34. *S. Kafka, C. Tappert, and R. K. Honeycutt*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **403**, 755 (2010).
35. *N. V. Borisov, M. M. Gabdeev, V. V. Shimansky, N. A. Katysheva, and S. Y. Shugarov*, *Astrophys. Bull.* **72**, 184 (2017).
36. *M. M. Gabdeev, V. V. Shimansky, N. V. Borisov, I. F. Bikmaev, A. S. Moskvitin, and A. I. Kolbin*, *Astrophys. Bull.* **74**, 308 (2019).
37. *M. M. Gabdeev, N. V. Borisov, V. V. Shimansky, A. I. Kolbin, and E. A. Nikolaeva*, in *Physics of Magnetic Stars*, edited by D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **518**, 100 (2019).
38. *S. B. Potter, E. Romero-Colmenero, G. Ramsay, S. Crawford, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **416**, 2202 (2011), arXiv:1106.1404 [astro-ph.SR].
39. *Z. N. Khangale, S. B. Potter, and P. A. Woudt*, in *Southern Horizons in Time-Domain Astronomy*, edited by R. E. Griffin, *Proc. IAU Symp.* **339**, 314 (2019).
40. *Z. N. Khangale, S. B. Potter, and P. A. Woudt*, in *The Golden Age of Cataclysmic Variables and Related Objects V*, held 2–7 September 2019 in Palermo, Italy, id. 19 (2021).
41. *A. Collier Cameron, V. A. Bruce, G. R. M. Miller, A. H. M. J. Triaud, and D. Queloz*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **403**, 151 (2010), arXiv:0911.5361 [astro-ph.SR].
42. *Collier Cameron, E. Guenther, B. Smalley, I. McDonald, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **407**, 507 (2010), arXiv:1004.4551 [astro-ph.EP].



## ПЕРЕМЕННОСТЬ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ОСТАТКОВ СВЕРХНОВЫХ И ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ ЯВЛЕНИЯ

© 2022 г. В. П. Иванов<sup>1,\*</sup>, А. В. Ипатов<sup>1</sup>, И. А. Рахимов<sup>1</sup>, Т. С. Андреева<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной астрономии Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

\*E-mail: ivanov\_vp41@mail.ru

Поступила в редакцию 13.05.2022 г.

После доработки 10.08.2022 г.

Принята к публикации 30.09.2022 г.

Плотности потоков и текущие спектры плерионов и комбинированных остатков сверхновых (ОСН): 3C58, 3C144, G11.2–0.3, G21.5–0.9, 3C396 определены в шкале потоков “искусственная луна”. Переменность радиоизлучения исследуемых объектов на различных шкалах времени исследовалась путем многократных измерений на радиотелескопе РТ-32 обсерватории “Светлое” ИПА РАН, а также на основе взаимного сравнения опубликованных данных измерений, приведенных в единую систему на основе шкалы потоков “искусственная луна” (ИЛ). В радиоизлучении исследуемых ОСН обнаружены медленные эволюционные и быстрые, нестационарные во времени изменения. Быстрая переменность ОСН имеет признаки, подобные наблюдаемым при вспышках на Солнце. Это может указывать на идентичность физических механизмов формирования быстрой переменности радиоизлучения плерионов и Солнца. В качестве общего механизма рассматривается пере замыкание силовых линий магнитного поля.

*Ключевые слова:* остаток сверхновой, плерион, ударная волна, радиотелескоп

DOI: 10.31857/S0004629922110068

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Остатки сверхновых (ОСН) принадлежат к числу эволюционирующих объектов. И. С. Шкловский показал, что у молодых остатков сверхновых, расширяющихся в однородной межзвездной среде, интенсивность радиоизлучения с течением времени испытывает эволюционное уменьшение, которое он назвал вековым [1].

Наблюдения исторических ОСН подтвердили предсказанный эффект (напр., [2, 3]). Отличие от этого сценария эволюции обнаружено у молодого ОСН G11.2–0.3 [4], где на протяжении интервала времени более 50 лет наблюдалось частотно-зависимое возрастание потоков на частотах  $f \leq 10$  ГГц.

Исследования спектров и переменности радиоизлучения ОСН – плерионов (тип F) и комбинированных остатков (тип C), внутри оболочки которых находятся плерионы, выполнены в работах [4–7]. Плотности потоков ОСН многократно измерялись на радиотелескопе РТ-32 обсерватории “Светлое” ИПА РАН [8] с целью получения зависимостей от времени. Многократные измерения выявили переменность источников. Плотности потоков ОСН для определения текущих спектров в широком диапазоне частот получены на основе опубликованных данных, позволяю-

щих сравнить интенсивности измеряемых и стандартных источников. Для приведения всех данных в единую систему и определения уточненных спектров использовалась шкала потоков “искусственная луна” (ИЛ) [9]. Преимущества шкалы ИЛ перед широко используемой шкалой VGPW [10] обсуждались в [9]. Следует отметить, что погрешности измерений, указанные в опубликованных работах, содержат неопределенность абсолютной привязки, вклад которой значителен. При представлении этих данных в шкале потоков ИЛ погрешности должны снижаться из-за устранения этой составляющей, но ввиду ее неопределенности, погрешности сохранены. Вследствие значительной неопределенности погрешностей измерений, данные аппроксимировались степенной зависимостью плотности потока от частоты без учета веса данных измерений.

Эволюционные изменения происходят на фоне быстрой переменности. Относительно короткие во времени изменения радиоизлучения характерны для всех объектов исследования настоящей работы, у разных ОСН эти процессы имеют похожие признаки. Далее приведены данные наблюдений переменности радиоизлучения разных ОСН и анализ закономерностей этих нестационарных случайных процессов. Обсуждаются по-

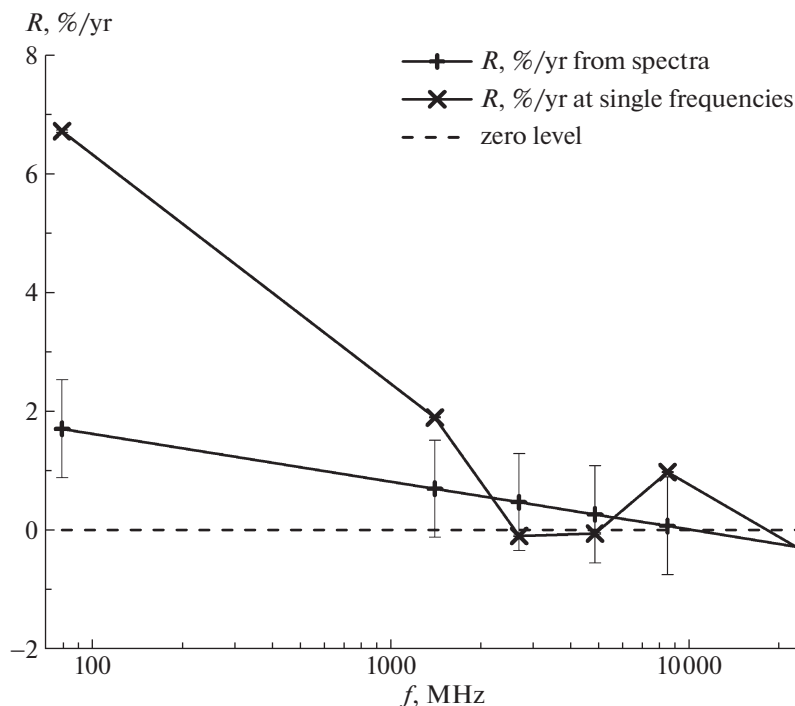


Рис. 1. Скорости изменения потоков ОСН G11.2–0.3, определенные по текущим спектрам и по измерениям на одной частоте [4].

добие быстрых изменений радиоизлучения ОСН и Солнца и возможные механизмы наблюдаемых явлений.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ

### 2.1. Эволюционные изменения радиоизлучения

Спектр Крабовидной туманности (3С144) исследовался методом абсолютных измерений ИЛ, установлена степенная зависимость плотности потока от частоты [2]:

$$S(f) = S_0 \left( \frac{f}{f_0} \right)^{-\alpha}, \quad (1)$$

где  $S(f)$  [Ян] – плотность потока на частоте  $f$  (МГц);  $S_0$  [Ян] – параметр, равный плотности потока на частоте  $f_0$  [МГц];  $\alpha$  – спектральный индекс. Среднее значение  $\alpha = 0.327 \pm 0.002$  и не зависит от времени.

Плотности потоков Крабовидной туманности (3С144) уменьшаются со скоростью  $R = 100(1/S)(dS/dt) = (-0.159 \pm 0.024)$  %/год, не зависящей от частоты. Соотношение (1) выполняется, по крайней мере, до частоты 200 000 МГц.

В отличие от Крабовидной туманности, средняя скорость  $R$  изменения потока ОСН G11.2–0.3 на временном интервале 1967–2000 г. зависела от

частоты [4]: рост потока наблюдался на частотах ниже 10 ГГц, на более высоких частотах поток падал в соответствии с выражением

$$R = 100 \frac{1}{S} \frac{dS}{dt} = (0.354 - 0.351 \log_{10}(f/f_0)) \times 2.3 \times 100 \text{ %/год}. \quad (2)$$

Зависимость  $R(f)$  изображена на рис. 1.

Эволюционные изменения происходили на фоне более быстрых вариаций потоков в ограниченных частотных интервалах. Быстрые изменения плотностей потоков 3С58, G11.2–0.3, G21.5–0.9, 3С396 обнаружены по данным наблюдений ОСН на радиотелескопе РТ-32 обсерватории “Светлое” ИПА РАН, а также по опубликованным данным, приведенным к шкале потоков ИЛ. В текущих спектрах всех перечисленных ОСН обнаружены нестационарные “избытки” и “провалы” плотностей потоков, ограниченные по времени (от долей года до нескольких лет) и полосе частот с последующим их восстановлением до среднего уровня. Далее приведены результаты наблюдений нестационарной переменности радиоизлучения ОСН, а также их сравнение с подобными явлениями, сопровождающими вспышки на Солнце.

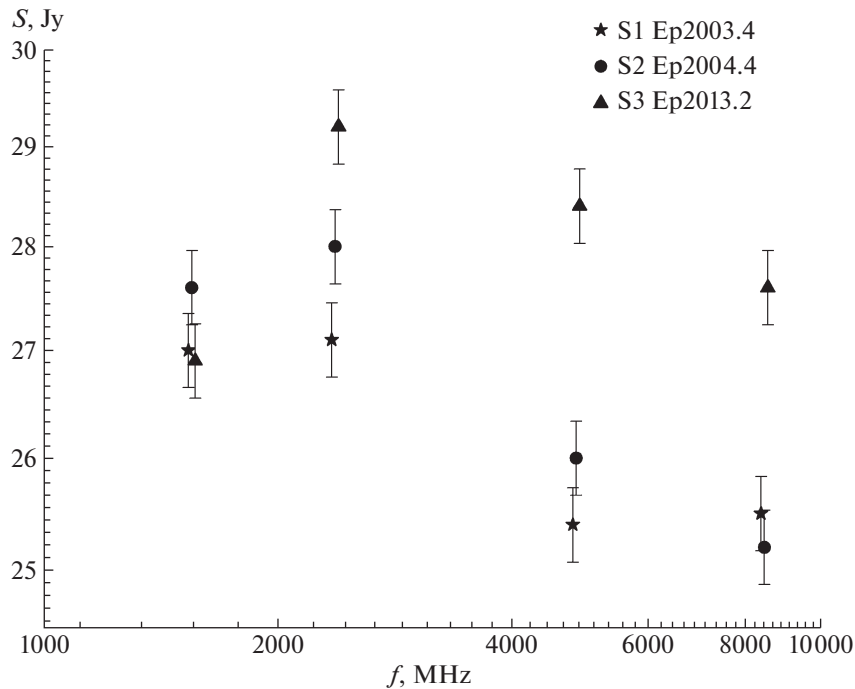


Рис. 2. Спектры 3C58 [5], полученные в 2003.4 (S1), в 2004.4 (S2) и в 2013.2 (S3).

2.2. *Нестационарный тепловой источник в плерионе 3C58*

В эпоху 2013.2 аномалия в виде “избытка” интенсивности в степенном спектре 3C58 была обнаружена на частотах  $f = (2370–8450)$  МГц [5].

Текущие спектры ОСН 3C58 – S1, S2 и S3 – измерены на радиотелескопе РТ-32 обсерватории “Светлое” ИПА РАН на частотах  $f = 1550$  МГц ( $\lambda = 18$  см),  $f = 2370$  МГц ( $\lambda = 13$  см),  $f = 4840$  МГц ( $\lambda = 6.2$  см),  $f = 8450$  МГц ( $\lambda = 3.5$  см) в 2003, 2004 и 2013 г. [5]. Они изображены на рис. 2.

Было установлено, что избыток мощности радиоизлучения в спектре S3, измеренном в эпоху 2013.2 по сравнению с невозмущенным (базовым) спектром для интервала времени по данным за 1981–2003 г. на частотах наблюдений, имел тепловой спектр. В работе [5] приведена оценка параметров соответствующего теплового источника.

После 2013 г. измерения плотностей потоков ОСН 3C58 на радиотелескопе РТ-32 обсерватории “Светлое” ИПА РАН были продолжены. Изменения потоков на волнах  $\lambda = 13, 6.2, 3.5$  см в зависимости от времени приведены на рис. 3. Как видно из рис. 3, тепловой источник в ОСН 3C58 существовал  $\Delta t \geq 6$  лет.

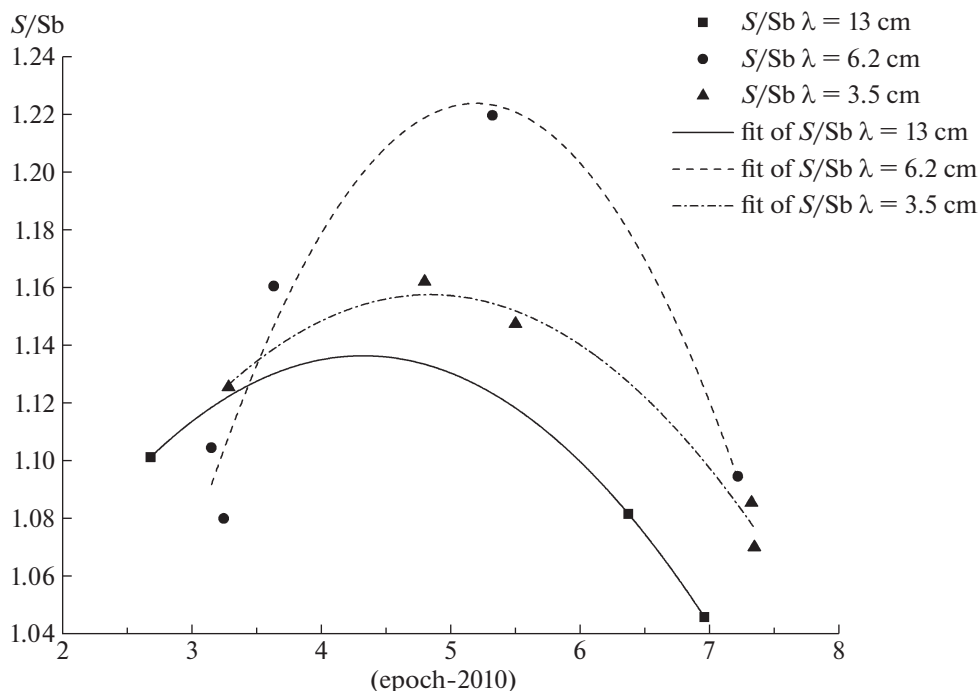
Появление теплового компонента в спектре радиоизлучения плериона 3C58 можно сравнить с корональным выбросом массы (coronal mass ejection, CME) в солнечной короне.

CME представляет собой выброс корональной плазмы и увлеченного ею магнитного поля в гелиосферу. Вспышки и корональные выбросы массы – самые сильные явления в Солнечной системе. Предполагается, что процесс CME приводится в действие энергией магнитного поля, накапливаемой при перезамыкании магнитных силовых линий и взрывном освобождении ее из-за неустойчивости равновесной конфигурации. Материал, уносимый CME, должен производить свободно–свободное излучение. Однако, поскольку для CME характерны низкие температуры и плотности, их слабое свободно–свободное тепловое излучение часто маскируется яркими нетепловыми излучениями и наблюдается достаточно редко [10].

Тепловой источник в 3C58 на много порядков превосходит CME как по мощности, так и по времени жизни. Однако идентичность механизмов радиоизлучения и сходство в динамике процессов позволяют предположить, что оба явления обусловлены одним механизмом – перезамыканием силовых линий магнитного поля.

2.3. *Радиоизлучение с распределением интенсивности по двум степенным частотным зависимостям*

Текущие спектры 3C58 в более широком диапазоне частот определены по опубликованным данным, приведенным к шкале потоков ИЛ [5]. Текущий спектр, включающий данные измере-



**Рис. 3.** Изменения во времени отношений  $S/S_b$  ОСН 3С58 на частотах измерений. Обозначено:  $S$  – измеренные плотности потоков,  $S_b$  – плотности потоков базового (невозмущенного) спектра 3С58 по данным за 1981–2003 гг. на частотах наблюдений.

ний в интервале времени между эпохами 1963.4–1970.9 (рис. 4), содержит три точки со значимыми отклонениями  $\Delta S$  от среднего спектра. Это плотности потоков на частотах: 178 МГц ( $\Delta S = -4.5\sigma$ ), эпоха 1964.9, 408 МГц ( $\Delta S = -3.1\sigma$ ), эпоха 1967.9 и 5000 МГц ( $\Delta S = -2.7\sigma$ ), эпоха 1967.1. Отклонения не объясняются случайными ошибками измерений, они ограничены по времени и частотным интервалам.

Точки рис. 4 образуют две группы, в каждой из которых зависимость плотности потока от частоты степенная в виде (1), с малыми отклонениями от прямых в логарифмическом масштабе аппроксимирующих линий. Две группы данных не разделяются во времени.

Параметры степенной зависимости  $S(f)$  верхней последовательности:  $\alpha = 0.111 \pm 0.006$ ;  $S_0 = (67.24 \pm 2.9)$  Ян на частоте  $f_0 = 1$  МГц.

Для нижней последовательности (частоты 178, 408 и 5000 МГц):  $\alpha = 0.075 \pm 0.004$ ;  $S_0 = (45.41 \pm 1.31)$  Ян на частоте  $f_0 = 1$  МГц.

Спектры как верхней, так и нижней последовательностей могут излучаться релятивистскими электронами источника, распределенными по энергиям  $\epsilon$  согласно степенному закону:  $N = K\epsilon^{-\gamma}$ ,

но с разными показателями степени  $\gamma$ . Спектральный индекс  $\alpha = \frac{\gamma-1}{2}$ .

Качественно верхняя последовательность отличается от нижней большими величинами  $\gamma$  и напряженности магнитного поля  $H$ .

В радиоизлучении плериона G21.5–0.9 [6] подобный эффект более заметен. Согласно имеющейся статистике, частотная зависимость измеренных плотностей потоков представляется в виде двух последовательностей (1) и (2), распределенных по степенным законам с разными показателями. При сохранении формы наклон спектра принимает одно из двух значений, отличающихся на  $\Delta\alpha = 0.099 \pm 0.01$ . Отличие спектральных индексов превышает  $5\sigma$ . Зафиксированы переходы от одной последовательности к другой за весьма короткие временные интервалы (2–3 года), их чередование во времени случайно. Отсутствуют данные, позволяющие определить форму спектра на произвольном очень коротком временном интервале.

Распределение измеренных плотностей потоков G21.5–0.9 в зависимости от частоты приведено на рис. 5 [6].

Как и в случае 3С58, отличие последовательности (1) от последовательности (2) состоит в больших величинах  $\gamma$  и напряженности магнит-

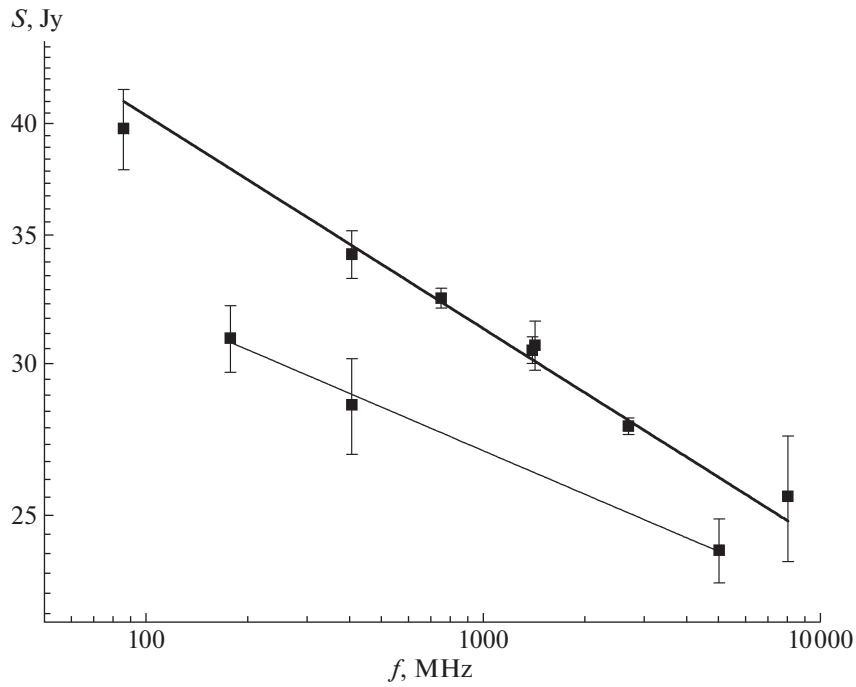


Рис. 4. Текущий спектр ОЧН 3C58 в интервале между эпохами 1963.4–1970.9 [5].

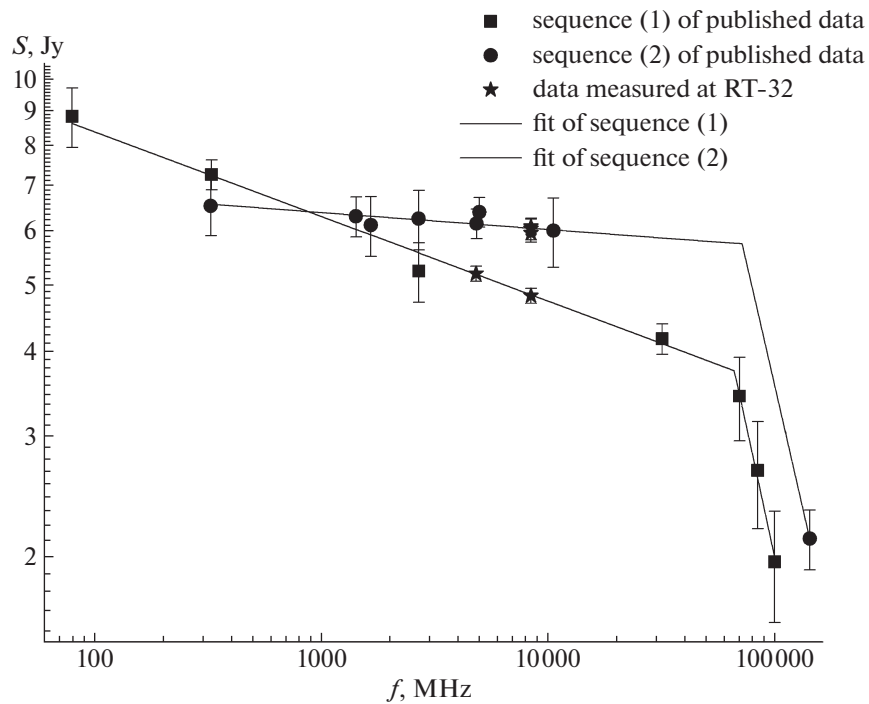


Рис. 5. Плотности потоков ОЧН G21.5–0.9 по данным измерений в интервале времени 1967.5–2018.35 на частотах 0.08–143 ГГц [4]. Данные групп (1) и (2) распределены во времени случайным образом [6].

ного поля  $\mathbf{H}$ . ОСН 3С58 и G21.5–0.9 принадлежат к F типу, т.е. являются плерионами и лишены оболочек. Принадлежность к одному типу объектов и подобие переменности радиоизлучения дают основание предположить, что в обоих случаях действует одинаковый механизм быстрой переменности радиоизлучения.

Предполагая, что наблюдаемые изменения спектрального индекса отражают изменения спектра на всем исследуемом частотном интервале, следует обратить внимание на быстроту процесса изменения наклона спектра. Разброс данных измерений относительно аппроксимирующих линий мал, и рис. 5 не содержит точек, занимающих промежуточное положение между двумя подгонками. Это указывает на большую скорость переходов источника из одного состояния в другое. Взрывной характер изменений в энергетических распределениях излучающих релятивистских частиц напоминает процессы ускорения частиц во время импульсной фазы солнечных вспышек, хотя продолжительность и масштабы энерговыделения существенно различны. При переходе от последовательности (1) к последовательности (2) быстрое уплощение спектра можно объяснить ускорением частиц при разрушении токовых слоев, созданных перезамыканием магнитных силовых линий, а уменьшение магнитного поля может быть вызвано аннигиляцией магнитных полей при перезамыкании. Однако объяснение последующего столь же быстрого роста спектрального индекса и напряженности магнитного поля  $\mathbf{H}$  при обратном переходе к последовательности (1) сталкивается с трудностями. Можно предположить, что выделение энергии в результате перезамыкания магнитных силовых линий приводит к формированию внутри плериона вторичного источника – объема, заполненного ускоренными релятивистскими частицами в магнитном поле, более слабом по сравнению с полем  $\mathbf{H}$  основного источника. Вторичный источник имеет степенной спектр со спектральным индексом, меньшим по сравнению с основным источником. Для многократного воспроизведения спектра последовательности (2) необходимо, чтобы процесс перезамыкания в точности повторялся. Спектр суммарного излучения основного и вторичного источников мало отличается от степенного при условии близких значений спектральных индексов и на рис. 5 представлен спектром последовательности (2). Быстрый обратный переход к последовательности (1) возможен при условии выхода вторичного источника за пределы плериона. При этом внешнее давление не будет препятствовать его расширению и ослаблению магнитного поля до значения, при котором синхротронное излучение будет пренебрежимо малым. Энергетическое распределение вновь инжектируемых пульсаром релятивистских частиц

идентично частицам, излучающим в магнитном поле плериона, за счет чего компенсируется излучение объема, ранее занятого вторичным источником, и спектр возвращается к состоянию (1).

#### 2.4. Наблюдения зависимости радиоизлучения от времени на двух частотах

На рис. 6 представлены данные измерений плотностей потоков ОСН G11.2–0.3 на радиотелескопе РТ-32 обсерватории “Светлое” ИПА РАН на волнах  $\lambda = 6.2$  и  $3.5$  см в 2018–2019 гг. [4]. В указанном временном интервале плотности потоков на обеих частотах в среднем уменьшались на фоне значимых быстрых отклонений текущих значений плотностей потоков  $S_{6.2}$  и  $S_{3.5}$  от средних зависимостей. Наибольшие отклонения от средних значений наблюдались на волне  $\lambda = 6.2$  см в эпохи 2018.74 (+11.7  $\sigma$ ) и 2018.97 (–3.1  $\sigma$ ) и на волне  $\lambda = 3.5$  см в эпоху 2019.26 (–5.2  $\sigma$ ).

Изменения радиоизлучения с течением времени более подробно изучены на волне  $\lambda = 6.2$  см. За значительным ростом плотности потока в эпоху 2018.74 (+39% относительно среднего уровня) последовало падение в эпоху 2018.97 (–17% относительно среднего уровня). На волне  $\lambda = 3.5$  см всплеск роста потока не отмечен, возможно, по причине недостаточно частого повторения измерений, однако в эпоху 2019.26 наблюдалось падение потока (–15% относительно среднего уровня). “Провал” интенсивности на волне  $\lambda = 3.5$  см отстает от подобного события на волне  $\lambda = 6.2$  см на  $\approx 0.29$  года (106 дней). Отсюда оценка скорости дрейфа частоты составляет  $df/dt = 34$  МГц/день. Длительность процесса роста, спада и восстановления интенсивности составила  $\Delta t \approx 0.45$  года. Следовательно, полоса частот сигнала на уровне половины мощности  $\Delta f \leq 2800$  МГц, или  $\Delta f/f \leq 0.58$ .

Измерения плотностей потоков ОСН 3С396 на радиотелескопе РТ-32 выполнены на частотах 4840 и 8450 МГц между декабром 2017 г. и июнем 2018 г. [7]. На обеих частотах измерения повторялись с целью выявления изменений в излучении источника. Плотности потоков 3С396, определенные на частотах 4840 МГц (6.2 см) и 8450 МГц (3.5 см) между эпохами 2017.95–2018.52 в шкале потоков ИЛ, приведены на рис. 7. Поскольку измерения выполнялись на одном радиотелескопе и в одинаковых условиях, на рис. 7 приведены только случайные погрешности. Серия измерений началась в эпоху 2017.95 на волне  $\lambda = 6.2$  см, измеренное значение плотности потока  $S$  на +7.5% (2.8  $\sigma$ ) превысило средний многолетний уровень. Плотность потока, измеренная на той же волне через 0.2 года в эпоху 2018.15, оказалась на

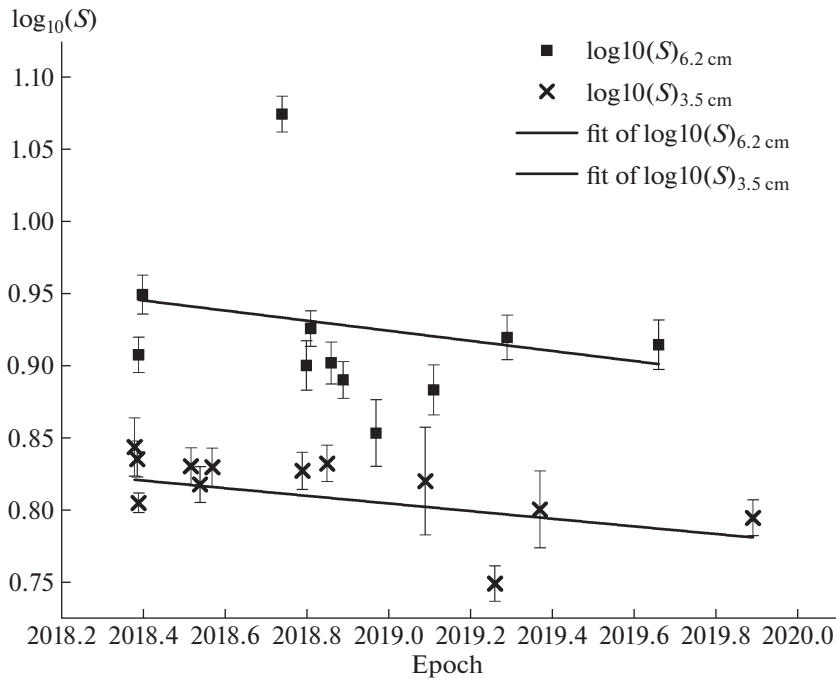


Рис. 6. Плотности потоков ОСН G11.2–0.3 по данным измерений РТ-32 на волнах  $\lambda = 6.2$  и  $3.5$  см [4].

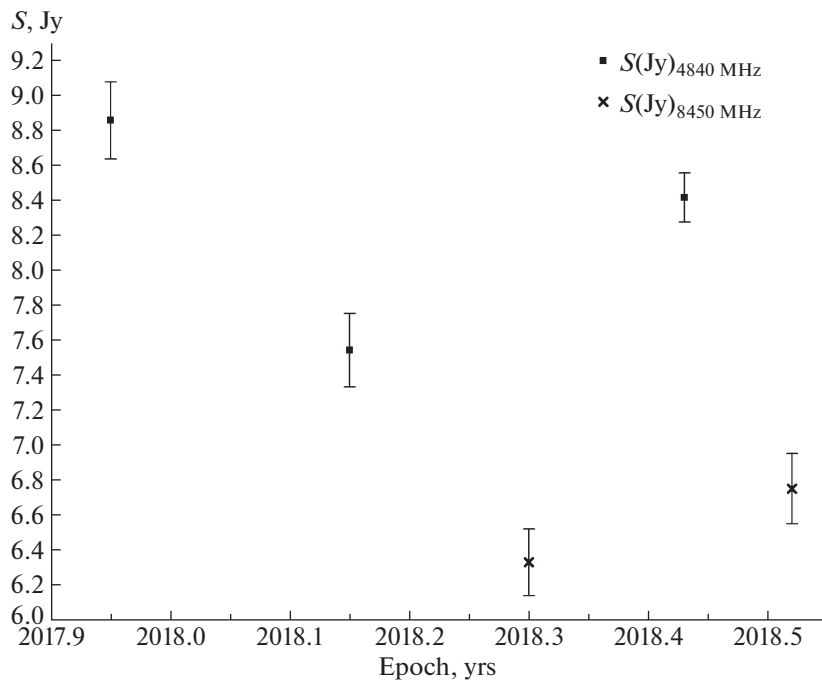


Рис. 7. Распределение во времени плотностей потоков ОСН 3С396, измеренных на радиотелескопе РТ-32 на частотах  $f = 8440$  и  $8450$  МГц [7].

9% ( $3.3\sigma$ ) ниже среднего уровня, т.е. упала на 17% относительно предшествующего значения.

Результат измерения на  $\lambda = 6.2$  см через 0.28 года, в эпоху 2018.43, превысил предшеству-

ющий на 11% и средний уровень на 2.2% ( $1.3\sigma$ ), т.е. совпал со средним уровнем.

На волне  $\lambda = 3.5$  см выполнено два измерения. В эпоху 2018.3 измеренная плотность потока была

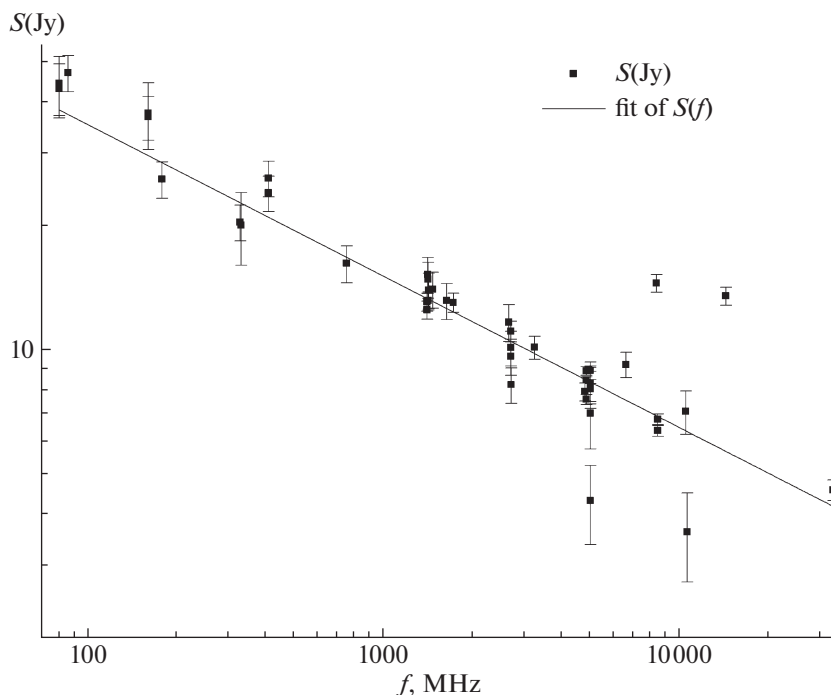


Рис. 8. Спектр ОСН 3С396 по данным измерений между эпохами 1962–2018.5.

ниже среднего уровня на 6% ( $2\sigma$ ), а через 0.22 года, в эпоху 2018.52, измерения показали средний уровень. Следует отметить подобие динамики изменений интенсивностей радиоизлучения на волнах  $\lambda = 6.2$  и 3.5 см, и меньшую амплитуду изменений на волне  $\lambda = 3.5$  см по сравнению с  $\lambda = 6.2$  см. На временном интервале 2018.1–2018.5 плотности потоков росли как на волне  $\lambda = 6.2$  см, так и на  $\lambda = 3.5$  см, но разными темпами: в последнем случае относительное приращение вдвое меньше. Задержка изменений на  $\lambda = 3.5$  см по сравнению с  $\lambda = 6.2$  см составляет  $\sim 0.2$ – $0.3$  года.

Таким образом, изменения во времени радиоизлучения G11.2–0.3 и 3С396 протекали по очень похожему сценарию: на волне  $\lambda = 6.2$  см процесс значимых изменений интенсивности относительно среднего уровня начинался с быстрого роста, сменяющегося спадом ниже средних значений и далее возвратом к среднему уровню. Эти изменения происходили в течение  $\Delta t \approx 0.5$  года. Интенсивности на волне  $\lambda = 3.5$  см изменялись с меньшей амплитудой и с запаздыванием по сравнению с  $\lambda = 6.2$  см на  $\sim 0.2$ – $0.3$  года. Предполагается, что их динамика подобна изменениям на  $\lambda = 6.2$  см, при которых “провал” следует за вспышкой излучения. Реально на  $\lambda = 3.5$  см наблюдались только “провалы”, а вспышки не обнаружены, возможно, вследствие их кратковре-

менности при недостаточно частом повторении измерений.

Из наблюдений можно сделать следующие выводы:

- 1) полоса частот всплеска радиоизлучения ограничена в пределах  $\Delta f/f \leq 0.6$ ;
- 2) при всплесках имел место положительный дрейф частоты.

Взрывные процессы роста потоков, наблюдаемые в процессе нестационарных изменений радиоизлучения ОСН, имеют сходство с всплесками радиоизлучения при распространении электронных пучков в короне Солнца при вспышках. Дрейф частоты в сторону роста напоминает всплески типа RS, когда пучки распространяются в плазме с возрастающей плотностью.

#### 2.5. Нестационарные относительные изменения потоков радиоизлучения ОСН 3С396

3С396 (G39.2–0.3) относится к числу комбинированных остатков сверхновых, т.е. имеет расширяющуюся оболочку, внутри которой расположена туманность пульсарного ветра (плерион) и точечный рентгеновский источник, вероятно, пульсар.

Спектр 3С396 в широком диапазоне частот определен по опубликованным данным, приведенным к шкале потоков ИЛ и по измерениям РТ-32 [7]. Данные измерений получены в интер-



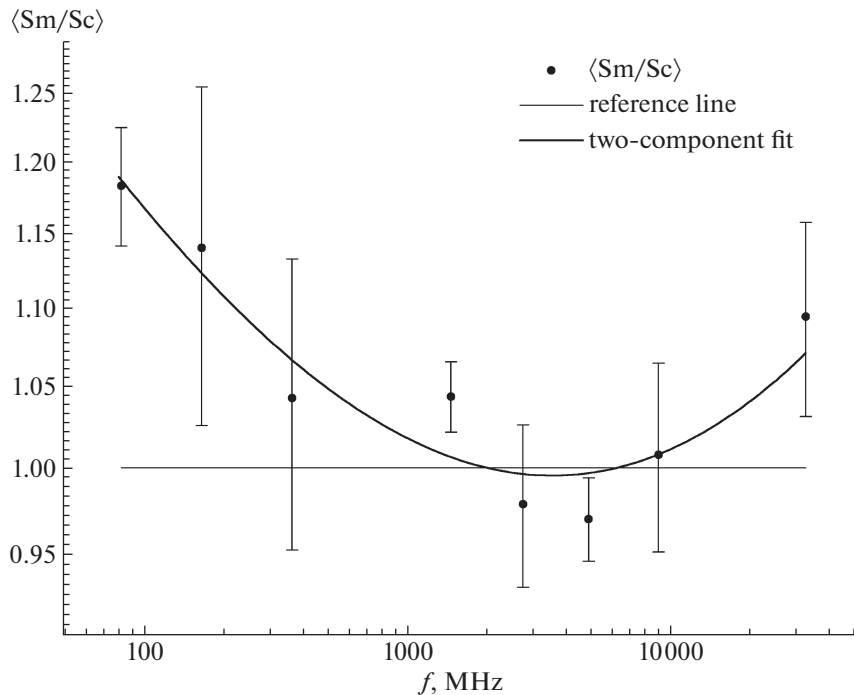


Рис. 9. Усредненные отношения измеренных и рассчитанных плотностей потоков  $\langle S_m/S_c \rangle$  [7].

вале времени между эпохами 1962–2018.5 и представлены на рис. 8 [7].

Зависимость плотности потока от частоты близка к степенному закону в виде:

$$S_c(f) = S_0(f)^{-\alpha} \quad (3)$$

с параметрами:  $\alpha = 0.37 \pm 0.03$ ,  $S_0 = (190 \pm 44)$  Ян на частоте  $f_0 = 1$  МГц.

Рисунок 8 содержит точки со значительными отклонениями от аппроксимирующей линии, существенно превышающими погрешности измерений. Даже предполагая недооценку погрешности части данных, объяснить разброс данных можно только присутствием переменного компонента в радиоизлучении ЗС396.

ЗС396 входит в число ОСН типа С, его спектр является суммой степенных спектров плериона и оболочки, спектральные индексы которых различны. Сумма степенных функций с разными показателями не является степенной функцией, и однозначно соответствует слагаемым компонентам. Следовательно, если аналитически найденные компоненты спектра мало отличаются от реально существующих, то их сумма будет близка к распределению измеренных интегральных плотностей потоков  $S_m$ . Далее показано, что компоненты суммы можно разделить при достаточно точном определении спектра.

Для уточнения спектра комбинированного источника усреднялись логарифмы потоков, изме-

ренных на близких частотах; средний логарифм потока соответствует среднему логарифму частоты. При усреднении не учитывались данные с быстрыми отклонениями от средних значений более  $2\sigma$ . Усреднение минимизирует эффект быстрой переменности и погрешности измерений. Уточненный спектр изображен на рис. 9. Он не включает однократно измеренные данные, а также данные с признаками быстрых изменений во времени. Функция  $\langle \log_{10}(S_m) \rangle = F(\log_{10}(f))$  аппроксимируется полиномом.

На рис. 9 горизонтальная опорная линия определяется равенством  $S_m = S_c$ , плавная кривая соответствует аппроксимации спектра при двухкомпонентной модели квадратичным полиномом (см. ниже).

Отклонения от опорной линии точек, соответствующих измерениям, не выглядят случайными. Их частотное распределение соответствует модели источника в виде суммы двух степенных компонентов  $S_\Sigma(f) = S_{1c}(f) + S_{2c}(f)$  с разными спектральными индексами  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  (плавная кривая на рис. 9).

Обозначим через  $S_{1c}$  и  $S_{2c}$  спектры компонентов 1 и 2 (оболочки и плериона соответственно), а  $\langle S_m \rangle_i$  – усредненные плотности потоков на частотах  $f_i$ . Параметры одной из двух составляющих спектра,  $\alpha_1$  и  $S_{01}$ , задаются произвольно, и расчет

плотностей потоков  $S_{lc}(f_i)$  на частотах  $f_i$  выполняется по формуле :

$$S_{lc}(f_i) = S_{01} \left( \frac{f_i}{f_0} \right)^{-\alpha_1}. \quad (3a)$$

Оптимальные параметры, при которых среднеквадратичное отклонение суммы расчетных значений  $S_{lc} + S_{2c}$  от значений  $\langle S_m \rangle_i$  достигает минимума, определялись по следующей схеме. Плотности потоков второй составляющей  $S_2$  на частотах  $f_i$  определяются как разность  $\langle S_m \rangle_i - S_{lc}(f_i)$ , а параметры степенной зависимости  $S_{2c}(f)$ ,  $\alpha_2$  и  $S_{02}$  находятся в виде подгонки степенной функции для выборки значений разностей:

$$S_{2c}(f_i) = S_{02} \left( \frac{f_i}{f_0} \right)^{-\alpha_2}. \quad (3b)$$

Среднеквадратичное отклонение  $\sigma$  двухкомпонентной модели определяется по совокупности сравнений  $\langle S_m \rangle_i$  из таблицы средних значений и сумм  $S_{\Sigma}(f_i) = S_{lc}(f_i) + S_{2c}(f_i)$ , вычисленных согласно (3a) и (3b). Паре значений  $\alpha_1$  и  $S_{01}$  однозначно соответствуют  $\alpha_2$  и  $S_{02}$ , с их изменением меняется среднеквадратичная погрешность двухкомпонентной модели, достигая минимума при оптимальных значениях параметров  $\alpha_1$ ,  $S_{01}$ ,  $\alpha_2$ ,  $S_{02}$ .

Параметры двухкомпонентной аппроксимации, при которых среднеквадратичное отклонение данных  $S_m$  от  $(S_{lc} + S_{2c})$  минимально, имеют значения:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 0.503 \pm 0.01; & S_{01} &= 349.6 \pm 14.5 \text{ Ян}; \\ \alpha_2 &= 0.157 \pm 0.02; & S_{02} &= 13.15 \pm 1.4 \text{ Ян}. \end{aligned} \quad (4)$$

Плавная кривая на рис. 9 показывает частотную зависимость суммы компонентов  $S_{lc}(f)$  и  $S_{2c}(f)$ , нормированной на  $S_c(f)$ , при оптимальных значениях параметров (4).

1. Данные измерений интенсивности радиоизлучения 3С396, полученные на основе шкалы потоков ИЛ, дают возможность существенно уточнить спектр ОСН 3С396 и оценить его временную стабильность.

Представление спектра 3С396 в виде суммы двух степенных компонентов с разными спектральными индексами,  $S_{\Sigma}(f_i) = S_{lc}(f_i) + S_{2c}(f_i)$ , отвечает физической природе комбинированного ОСН, состоящего из плериона и оболочки, а параметры двухкомпонентной аппроксимации согласуются с опубликованными ранее результатами.

Значение спектрального индекса  $\alpha_2 = 0.157 \pm 0.02$ , полученное в настоящей работе, согласуется со статистикой параметров спектров ТПВ и близко к величине спектрального индекса “хво-

ста”  $\alpha = 0.15 \pm 0.12$  по данным [11], что дает основание считать “хвост” деталью структуры плериона 3С396.

В рентгене по данным [12] вблизи центра ОСН 3С396 расположена нетепловая туманность, содержащая точечный источник. Авторы интерпретируют ее как синхротронную туманность пульсарного ветра (ТПВ), окружающую еще не обнаруженный пульсар. На основании рентгеновских данных оценка вклада ТПВ в полный поток 3С396 на волне  $\lambda = 21$  см составила 4% [12].

В работе [7] интенсивности излучения плериона и оболочки получены на основе двухкомпонентной модели источника, непосредственно по данным наблюдений в радиодиапазоне, и на волне 21 см вклад ТПВ в полный поток 3С396 составляет 32%. Различие оценок в работах [12] и [7] значительно, но результаты согласуются, если в спектре плериона имеется излом (изломы), выше частоты которого крутизна спектра скачком возрастает. Особенности такого типа наблюдаются, в частности, в спектрах плерионов 3С58 [5] и G21.5–0.9 [6]. Часть таких особенностей обусловлена потерями энергии релятивистских электронов на синхротронное излучение в течение достаточно длительного времени. Предполагаемый возраст 3С396 составляет около 3000 лет [13], в течение которых излом спектра мог сформироваться. Существуют и альтернативные механизмы формирования изломов. Так, молодой ОСН G21.5–0.9 имеет спектр с изломом, не связанным с синхротронным высвечиванием [6].

2. Далее представлена процедура выделения переменной составляющей излучения ОСН 3С396 на фоне погрешностей измерений и поиска локализации ее источника внутри ОСН. Данные измерений плотностей потоков имеют отклонение от среднего спектра 3С396, обусловленные погрешностями измерений и переменной областью на коротких временных интервалах (рис. 8). Измерения на частотах 4840 и 8450 МГц, выполненные на радиотелескопе РТ-32 обсерватории “Светлое” ИПА РАН, выявили переменность радиоизлучения 3С396 на временном интервале  $\approx 0.5$  года. По времени протекания процесса можно оценить протяженность активной области:  $L \approx 0.15$  пс. Эту оценку можно сравнить с линейными размерами оболочки и плериона. При угловом диаметре  $\approx 7'$  и расстоянии 6.2 кпс, внешний диаметр оболочки 3С396 составляет  $\approx 13$  пс, и значимая доля быстрой переменности в интегральном излучении оболочки представляется маловероятной. Линейные размеры плериона в соответствии с данными [12] составляют  $1.65 \times 0.6$  пс, в центре ТПВ находится пульсар и, подобно ТПВ 3С58 и G21.5–0.9, в нем присутствуют мелкомасштабные активные области с переменными параметрами – узлы и волокна. По-

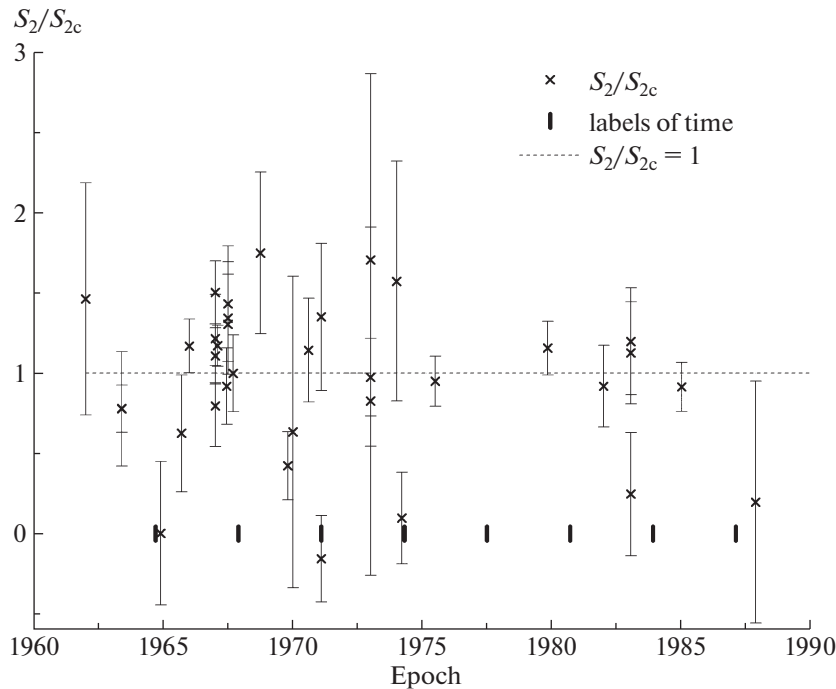


Рис. 10. Зависимость от времени отношения  $S_2/S_{2c}$  ОСН 3С396 [7].

этому вероятным источником быстрой переменности излучения является плерион.

Вычитая из плотностей потоков  $S_m$  вклад оболочки  $S_{1c}$ , получим спектр плериона  $S_2$ :

$$S_2 = S_m(f) - S_{1c}(f). \quad (5)$$

На рис. 10 представлена зависимость от времени отношения  $S_2/S_{2c}$ , т.е. спектра плериона, нормированного на его среднее значение  $S_{2c}$ ;  $S_{1c}$  и  $S_{2c}$  — аналитические выражения составляющих спектра 3С396 согласно (3а) и (3б). Нормирование позволяет рассматривать зависимость от времени объединенной совокупности данных, полученных на разных частотах. На рис. 10 интервал времени, содержащий большинство данных, ограничен эпохами 1960.0–1990.0.

Нормированные плотности потоков  $S_2/S_{2c}$  распределены выше и ниже уровня  $S_2/S_{2c} = 1$ , в пяти случаях они близки к нулевым значениям. Таким образом, множество значений  $S_m$  ограничено снизу постоянным уровнем спектра оболочки  $S_{1c}(f)$ , к которому добавляется переменный спектр плериона  $S_2$ . Рисунок 10 содержит метки времени, повторяющиеся через 3.2 года. С ними совпадают или близки по времени пять экстремально низких отношений  $S_2/S_{2c}$ , “провалов”, полученных на разных частотах. Эти отношения наблюдались через близкие к кратным 3.2 года интервалы времени, с большими отклонениями

от среднего значения  $S_2/S_{2c} = 1$ , вероятности таких отклонений, в двух случаях из пяти превышающих  $3\sigma$ , малы, а вероятность их случайного совместного появления вследствие погрешностей измерений ничтожно мала. Повторное появление “провалов” может быть обусловлено как источником излучения, так и средой, через которую излучение распространяется к наблюдателю — участком оболочки, закрывающим плерион. Процесс может быть рекуррентным, однако для такого вывода статистика недостаточна.

Наличие в интегральном спектре 3С396 “провалов”, глубина которых ограничена спектром оболочки, или нулевым уровнем излучения плериона, служит весомым аргументом в пользу правильности оценки вклада плериона в интегральный спектр 3С396, полученной в [7], как и метода разделения компонентов спектра. Если источник переменности радиоизлучения 3С396 связан с плерионом, то уровень “провалов” не может опускаться ниже уровня излучения оболочки, т.е. нулевого уровня излучения плериона, что выполняется при оценках [7] и не выполняется при оценке [12].

Спектр плериона имеет отклонения от степенной зависимости, ограниченные во времени и в полосе частот. По имеющимся данным можно оценить полосу частот кратковременных “провалов” плотностей потоков относительно среднего спектра. Измерения на частотах 1420, 2700 и 5000 МГц выполнены в процессе измерительной

сессии работы [14] в течение 1.3 года (1969.8, 1970.6, 1971.1). “Провал” потока на значимом уровне наблюдается в полосе частот (2700–5000) МГц, т.е. занимает полосу частот  $\Delta f \approx \pm f/2$ . В случае роста потока оценка полосы частот процесса имеет близкое значение. К такому выводу приводит результат измерений на частотах 4840 и 8450 МГц на радиотелескопе РТ-32: в течение интервала времени 2018.15–2018.5 отмечен относительный рост плотностей потока на частотах 4840 и 8450 МГц в соотношении 2:1, следовательно, полоса частот явления может составлять  $\Delta f \approx \pm f/2$  (см. п. 2.4.)

Выявленная статистика показывает переменность радиоизлучения в виде всплесков и “провалов”, ограниченных по времени и полосе частот. Нестационарные отклонения от уровня  $S_2/S_{2c} = 1$  наблюдались на частотах от 80 до 10630 МГц и можно отметить значительные отклонения в интервале  $0 \leq S_2/S_{2c} \leq 1.75$ .

Всплески интенсивности радиоизлучения плерионов можно сравнить с подобными явлениями в активных областях Солнца, где энерговыделение обусловлено перезамыканием силовых линий магнитного поля. Вероятно, этот механизм действует и в плерионах.

“Провалы” в радиоизлучении соответствуют частичному или полному выключению источника, что может произойти при его экранировании или ослаблении магнитного поля. Экранирование возможно при извержении оптически толстого плазменного объекта, подобного SME, в направлении наблюдателя, и сравнимого по размерам с плерионом. Экранирующий объект не может быть долгоживущим. Возможно, в описанном в п. 2.2 этой главы примере такой сценарий частично реализован. Тем не менее выполнение перечисленных условий представляется маловероятным.

Локальные изменения магнитного поля возможны при пересоединениях силовых линий магнитного поля, однако объяснить его ослабление, достаточное для наблюдаемых глубоких “провалов” излучения, не представляется возможным.

Таким образом, механизм глубоких “провалов” излучения плерионов требует дальнейшего изучения.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В разделе 2 приведены данные о частотной и временной зависимости радиоизлучения плерио-

нов и композитных ОСН. Из обзора наблюдений пяти остатков сверхновых, плерионов и содержащих плерионы (классы F и C), следует, что в их радиоизлучении присутствует компонент с быстрыми нестационарными изменениями интенсивности. Явления переменности радиоизлучения плерионов имеют признаки, подобные наблюдаемым при вспышках в активных областях Солнца. Вспышки на Солнце обусловлены пересоединением магнитных силовых линий, и в качестве возможного механизма нестационарной переменности ОСН мы рассматриваем пересоединение силовых линий в магнитных полях туманностей пульсарного ветра. Этот механизм позволяет объяснить наблюдаемые явления быстрой нестационарной переменности.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. И. С. Шкловский, *Астрон. журн.* **37**, 256 (1960).
2. В. П. Иванов, К. С. Станкевич, С. П. Столяров, *Астрон. журн.* **71**, 737 (1994).
3. К. С. Станкевич, В. П. Иванов, С. П. Столяров, *Письма в Астрон. журн.* **25**, 584 (1999).
4. В. П. Иванов, А. В. Ипатов, И. А. Рахимов, Т. С. Андреева, *Астрон. журн.* **98**, 630 (2021).
5. V. P. Ivanov, A. V. Ipatov, I. A. Rakhimov, and T. S. Andreeva, *Astrophys. Bull.* **74**(2), 128 (2019).
6. В. П. Иванов, А. В. Ипатов, И. А. Рахимов, С. А. Гренков, Т. С. Андреева, *Астрон. журн.* **96**, 628 (2019).
7. В. П. Иванов, А. В. Ипатов, И. А. Рахимов, Т. С. Андреева, *Астрон. журн.* **97**, 619 (2020).
8. И. А. Рахимов, Ш. Б. Ахмедов, А. А. Зборовский, Д. В. Иванов, А. В. Ипатов, С. Г. Смоленцев, А. М. Финкельштейн, *Всероссийская Астрономическая Конференция. Тезисы докладов (СПб: ИПА РАН, 2001)*, с. 152.
9. В. П. Иванов, А. В. Ипатов, И. А. Рахимов, С. А. Гренков, Т. С. Андреева, *Астрон. журн.* **95**(9), 609 (2018).
10. J. W. M. Vaars, R. Genzel, I. I. K. Pauliny-Toth, and A. Witzel, *Astron. and Astrophys.* **61**, 99 (1977).
11. A. R. Patnaik, G. C. Hunt, C. J. Salter, P. A. Shaver, and T. Velusamy, *Astron. and Astrophys.* **232**, 467 (1990).
12. C. M. Olbert, J. W. Keohane, K. A. Arnaud, K. K. Dyer, S. P. Reynolds, and S. Safi-Harb, *Astrophys. J.* **592**, L45 (2003).
13. Y. Su, Y. Chen, J. Yang, B.-C. Koo, X. Zhou, D.-R. Lu, I.-G. Jeong, and T. DeLaney, *Astrophys. J.* **727**, 43 (2011).
14. A. Nindos, H. Aurass, K.-L. Klein, and G. Trotter, *Solar Phys.* **253**, 3 (2008).
15. F. F. Gardner, J. B. Whiteoak, and D. Morris, *Australian J. Phys. Astrophys. Suppl.* **35**, 1 (1975).

## СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ У ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА С ОСТАТОЧНЫМ ДИСКОМ

© 2022 г. Н. З. Исмаилов<sup>1, \*</sup>, У. С. Валиев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Шамахинская астрофизическая обсерватория им. Н. Туси Национальной академии наук Азербайджана,  
Шамахи, Азербайджан

<sup>2</sup> Батабатская астрофизическая обсерватория Нахичеванского отделения  
Национальной академии наук Азербайджана, Нахичеван, Азербайджан

\*E-mail: ismailovnshao@gmail.com

Поступила в редакцию 25.05.2022 г.

После доработки 12.06.2022 г.

Принята к публикации 18.07.2022 г.

Приводятся результаты анализа кривых распределения энергии в спектре (РЭС) в диапазоне 0.36–100 мкм у 45 молодых звезд типа WTTS и 9 звезд сравнения типа CTTS. Наблюдается два типа кривых РЭС по классификации спектров молодых звезд. Звезды со спектрами III типа показывают избыточное излучение только в дальнем ИК диапазоне, на  $\lambda \geq 12$  мкм. Звезды со спектрами II типа, помимо излучения в дальнем ИК диапазоне, показывают избыточное излучение также в ближнем ИК диапазоне, на  $2 \text{ мкм} < \lambda < 12 \text{ мкм}$ . Выделен новый подтип звезд III<sub>d</sub> из группы звезд со спектрами III типа. Эти звезды имеют в спектре слабый ИК избыток в диапазоне  $\lambda \geq 60$  мкм, признаки остаточных дисков и часто показывают хромосферную активность. Показано, что 15 из 45 WTTS имеют УФ избытки, и столько же звезд имеют избытки в ближнем ИК диапазоне. Две из таких звезд по спектру относятся ко II типу и показывают признаки дисковой аккреции. Определены физические параметры и параметры избыточного излучения, оценены массы и возрасты программных звезд.

*Ключевые слова:* звезды, околозвездное вещество, звезды до Главной последовательности, инфракрасное излучение, переменные типа Т Тельца

DOI: 10.31857/S0004629922100061

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Понимание эволюции и рассеяния околозвездных дисков является ключом к теории формирования планет. В начале своей эволюции большинство оптически видимых звезд до Главной последовательности (ДГП) окружены околозвездными дисками, которые аккрецируют материал на звездную поверхность в виде аккреционных потоков [1]. Молодые звезды с массами  $0.5\text{--}2 M_{\odot}$  классифицируются по спектру, на основе их сильной эмиссионной линии  $H_{\alpha}$ , как классические звезды типа Т Тельца (CTTS). Более массивные аналоги CTTS, масса которых находится в пределах от 2 до  $10 M_{\odot}$ , называются звездами Ae/Be Хербига. Звезды ДГП без свидетельств продолжающейся магнитосферной аккреции известны как звезды Т Тельца со слабыми эмиссионными линиями (WTTS) (см., например, [2, 3]).

Исторически границей между группами CTTS и WTTS было выбрано значение эквивалентной ширины (EW) эмиссионной линии  $H_{\alpha} = 10 \text{ \AA}$ . Однако, поскольку большинство WTTS показывают

эмиссию  $H_{\alpha}$  также и из-за хромосферной активности, установить точную наблюдательную границу между WTTS и CTTS проблематично. Позднее было показано, что ширина линии  $H_{\alpha}$ , измеренная на уровне 10% интенсивности пика (далее,  $H_{\alpha}10\%$ ), и профиль  $H_{\alpha}$ , измеренные на спектрах с высоким разрешением, являются более чувствительной диагностикой аккреции, чем EW линии  $H_{\alpha}$ , полученные из спектральных данных с низким разрешением [4]. Неаккрецирующие объекты имеют узкие ( $\Delta V \lesssim 230\text{--}270 \text{ км/с}$ ) и симметричные профили линий хромосферного происхождения, в то время как аккрецирующие объекты имеют широкие ( $\Delta V \gtrsim 230\text{--}270 \text{ км/с}$ ) и асимметричные профили [5, 6].

Не так давно в ряде работ (см., например, [7, 8]) показано, что подавляющее большинство ( $\gtrsim 80\%$ ) WTTS в ближайших молекулярных облаках потеряли свои диски и что несколько WTTS, которые все еще сохраняют околозвездный материал, демонстрируют широкий спектр свойств, например, различную форму кривых РЭС. CTTS имеют первичные богатые газом диски и обычно

демонстрируют оптически толстое избыточное излучение, которое простирается от ближнего до дальнего ИК-диапазона. Остатки дисков бедны газом и характеризуются оптически тонким избыточным ИК-излучением, которое в основном обнаруживается в дальнем ИК-диапазоне. Свойства распавшихся дисков (debris disks) WTTS перекрываются со свойствами дисков CTTS и могут представлять этапы эволюции околозвездных дисков между этими типами звезд. Таким образом, WTTS являются идеальными лабораториями для изучения эволюции дисков и, в частности, их диссипации.

Недавние оценки массы пыли в дисках звезд в различных областях звездообразования Галактики с возрастными звездами 1–5 млн. лет показывают, что в целом масса пыли в дисках с возрастом уменьшается [9–11]. Типичное время диссипации протопланетных дисков составляет около 3 млн. лет (см., например, [12, 13]), а самые старые диски имеют возрасты 10 млн. лет.

По современным представлениям рассеивание диска обычно зависит от аккреции материала через диск на центральную звезду [14], рассеивания материала ветром (например, [15]) и внутренних процессов, ведущих к росту сгустков вещества и формированию планет (например, [16, 17]). Кроме того, на эволюцию дисков могут влиять и внешние процессы, такие как внешнее фотоиспарение и динамические взаимодействия (например, [18]). Поскольку диски WTTS уже претерпели значительную эволюцию, накопление информации об их свойствах позволит выяснить, какой из этих факторов является доминирующим при разных возрастах.

В работе [19] были изучены кривые РЭС у 12 WTTS, большинство которых показало избыточное дисковое излучение в ИК части спектра. В [20] показано, что из избранных 31 WTTS, по имеющимся ИК избыткам, 2 звезды не отличаются от CTTS, 7 из этих звезд имеют признаки дисковой аккреции. Звезды, исследованные этими авторами, показывают различные стадии эволюции протопланетных дисков. В работе [21] из 33 звезд, исследованных в Тельце, только переходные и распавшиеся диски не показывают признаков аккреции, а среди аккреторов не обнаружены звезды с переменным темпом аккреции.

Околозвездные диски молодых звезд излучают в основном в ближней и дальней ИК области спектра за счет переизлучения энергии излучения фотосферы звезды, поглощенного в околозвездном диске [22], а также частично за счет энергии, которая образуется при дисковой аккреции [23]. Если газопылевые диски WTTS диссипировали, мы не должны наблюдать признаков аккреции, например, наличия УФ избытков, при одновре-

менном наблюдении больших скоростей в крыльях линии  $H_{\alpha}$ .

Вышеприведенный краткий обзор показывает, что представляет большой интерес исследовать характеристики аккреционных дисков для статистически значимого количества молодых звезд разных масс и возрастов. Целью данной работы является исследование свойств околозвездной материи по спектральному распределению энергии у избранных WTTS.

## 2. ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

Мы выбрали 45 WTTS, взятых из каталога [24] и расположенных в различных областях звездообразования. 23 звезды WTTS было отобрано из области звездообразования Тельца. Из остальных 22 звезд большинство принадлежат созвездию Ориона и другим созвездиям. Мы старались выбрать звезды, у которых эквивалентные ширины эмиссионных линий  $H_{\alpha}$  значительно различаются. Для сравнительного изучения в список также было включено 9 классических звезд типа Т Тельца (CTTS).

Основная часть данных по широкополосной фотометрии UBVR<sub>I</sub>JHK была собрана из литературы, список которой приводится в последней колонке табл. 1, и из каталогов Vizier (<https://vizier.cds.unistra.fr/viz-bin/VizieR>). Данные фотометрии в ближней и дальней ИК области собраны из каталогов 2MASS [25], DENIS [26], WISE [27] и IRAS [28].

В табл. 1 приведен полный список программных звезд, где в столбцах приводятся, соответственно, номер по каталогу [24], название объекта, расстояние, коэффициент межзвездного покраснения, эквивалентная ширина эмиссионной линии  $H_{\alpha}$  из [24], приведенные в литературе спектральные классы и соответствующие им эффективные температуры по версии [29]. В последнем столбце приводятся основные литературные источники по каждой звезде. Все расстояния до источников были перепроверены и уточнены по архиву данных Gaia DR3 (<https://gea.esac.esa.int/archive/>). Для отдельных звезд коэффициенты межзвездного поглощения, приводимые в литературе разными авторами, могут значительно отличаться. В таких случаях, используя показатель цвета  $B-V$  для нормальных звезд ГП, мы перепределяли значение параметра  $A_V$ , при допущении, что соблюдается нормальный закон межзвездного поглощения и коэффициент экстинкции равен  $R = 3.1$ . Две звезды из нашей выборки — KN Ori и NX Mon — расположены в очень яркой отражательной туманности, поэтому их коэффициент межзвездного поглощения получен отрицательным, т.е. туманность дает дополнительный вклад к собственному блеску звезды. Еще две

Таблица 1. Основные данные программных звезд, собранные из литературы

НВС	Объект	$D$ , пк	$A_V$	$EW H_{\alpha}$ , Å	Sp	$T_{\text{eff}}$	Литература
WTTS							
29	V410 Tau	130	0.31	0.5	K3–K5	4600	6, 7, 37
31	CZ Tau	155	0.6	4	M5.3	3100	11, 6, 32
39	DI Tau	144	0.65	1.2	M0.7, M0	3850	6, 11, 7
97	V1311 Ori	37	0.062	3.3	M1.5V	3550	6, 8, 9
113	V1044 Ori	190	2	8.7	G5IV/V	5280	6, 16, 17
115	SW Ori	164	3.171	4.4	G8.0, G5/K0	5500	11, 23, 6
117	XX Ori	372	1.138	6.7	M1.0	3680	6, 10, 11
122	KM Ori	160	1.69	1.3	K5V	4400	17, 6
123	KN Ori	148	–0.413	5.1	K6	4200	6, 17, 24
129	V356 Ori	408	0.864	3	K1–K4	5100	6, 17, 24
132	Brun 555	137	0.062	1.9	K3	4850	6, 29
136	TT Ori	147	2.862	6.4	K1	5100	11, 6
156	V390 Ori	401	3.35	1.4	K3	4800	6, 13, 14
162	AZ Ori	407	0.561	2.4	K6	4200	6, 9, 41
173	TY Ori	400	1.084	4.1	K0:, K3.0	5000	6, 40
213	NW Mon	731	0.7	9	K5, M0	4500	6, 30, 31
248	CD 3310685	154	0.58	6.8	K2, M5.9	4600	34, 6, 11
250	CD-35 10525	154	0.7	2.8	K7	4100	6, 9, 7
359	NTTS040047 + 2603E	125	0.48	3	M2.8	3500	6, 44
367	HD283447	120	0.7	3	K2, K4.0	4800	11, 4, 6
371	V1312 Tau	132	0.4	4	M2.2	3500	4, 5, 6
372	NTTS041529 + 1652	180	0.8	0.7	K2	5000	33, 6
378	WK 81 1	130	1.4	1.7	K8.0	4000	6, 4, 46
382	EM* LkCa 21	117	0.031	6	M3/4V	3400	1, 6
399	V827 Tau	387	1.1	1.8	K7, M1.4	4500	9, 6, 20
403	NTTS042950 + 1757	180	1.3	4	K6.0	4200	33, 6
405	V830 Tau	136	0.6	2	K7.5	4050	6, 38, 39
409	FF Tau	120	0.34	4	K8.0	4000	18, 6
412	NTTS043230 + 1746	396	0.6	9	M2.6	3400	6, 18, 19
417	V1115 Tau	147	–0.71	1	M0	3850	33, 6, 9
418	HV Tau	138	2.9	4.5	M1Ve, M4.1	3500	6, 7
420	IW Tau	136	0.93	1.4	M0.9, K7	4000	5, 6, 1
422	V999 Tau	123	3.35	3.1	M0.6	3700	6, 21, 22
426	NTTS045226 + 3013	157	0.8	1	K0V, G5	5360	1, 2, 3
427	NTTS045251 + 3016	149	0.2	2.4	K6.0, K7	4200	6, 36
435	AB Dor	15	0.05	1	K2, K0V	5100	34, 35
479	V815 Ori	393	0.563	2.9	G2IV	5500	6, 12
566	SZ Cha	190	1.4	7	K0	5300	11, 6, 15
571	UV Cha	128	–0.14	8	K5V, M1.5	3600	6, 9, 25
605	THA 15-12	146	0.35	7	K5, K6.0	4500	6, 9, 29
625	THA 15-36	374	0.42	3.9	M1.5	3600	6, 9, 26
631	THA 15-43	165	0.124	1.6	M0	3850	6, 42
635	ROX 2	180	3.4	2.5	M2	3500	6, 11,
647	DoAr 51	153	1.6	7	K8IV, M0	3900	6, 27, 28

Таблица 1. Окончание

НВС	Объект	$D$ , пк	$A_V$	EW $H_{\alpha}$ , Å	Sp	$T_{\text{eff}}$	Литература
	UX Tau	390	0.36	3.9	K2V + M1V	5100	11, 33
CTTS							
25	CW Tau	131	1.9	135	K3	4840	43, 11, 46
45	DK Tau	149	1.4	19	K7e K8.5	4000	9, 43
61	CI Tau	160	1.58	102	K7, K5.5	4150	11, 34, 43
166	BC Ori	304	0.35	151	K7.5e, M0	4000	44, 45
216	NX Mon	706	-2.45	211	K7, M5	3550	51, 50, 49
268	Haro 1-16	146	1.38	54	K3	4840	6, 47
385	IP Tau	129	0.2	11	M0.6	3800	48, 47, 6
574	Ass Cha T 1-15	190	1.55	94	K5V	4450	9, 45, 46
617	SZ 102	130	6.5	186	K2, K0V	5100	6, 29, 42

Ссылки на литературу: (1) Herbig G.H. et al., 1986 AJ, 91, 575H; (2) Hog E. et al., 2000 A&A, 355L, 27H; (3) Norton A.J. 2007 A&A, 467, 785; (4) Riviere-Marichalar P. et al., 2012 A&A, 538, 3; (5) Herczeg G.J. et al., 2014 ApJ, 786, 97; (6) Cutri R.M. et al., 2003 yCat, 2246, 0C; (7) Herbig G.H. 1977 ApJ, 214, 747; (8) Alonso-Floriano F.J. et al., 2015 A&A, 577, 128; (9) Zacharias N. et al., 2012 yCat.1322, 0Z; (10) Hsu, Wen-Hsin et al., 2012 ApJ, 752, 59; (11) Ducati, 2002 yCat, 2237, .0D; (12) Smith M.A. et al., 1983 ApJ, 271, 237; (13) Herbig G.H. 1962 ApJ, 135, 736; (14) Tobin J.J. et al., 2009 ApJ, 697, 1103; (15) Rydgren A.E. 1980 AJ, 85, 444; (16) Penston M.V. et al., 1975 MNRAS 171, 219; (17) Da Rio N. et al., 2009 ApJS, 183, 261; (18) Nguyen D.C. et al., 2012 ApJ, 745, 119; (19) Ducourant C. et al., 2006 A&A. 448, 1235; (20) Kirshner R.P. et al., 1981 ApJ, 248, 35; (21) Kounkel M. et al., 2019 AJ, 157, 196; (22) Audard M. et al., 2007 A&A, 468, 379; (23) Strom K.M. et al., 1989 ApJS, 71, 183; (24) Hillenbrand L.A. 1997 AJ, 113, 1733; (25) Frasca A. et al., 2015 A&A, 575, 4; (26) Alcalá J.M. et al., 2017 A&A, 600A, 20 (27) Pecaunt M.J.; Mamajek E.E. 2016 MNRAS, 461, 794; (28) Cieza L. et al., 2007 ApJ, 667, 308; (29) Hughes J. et al., 1994 AJ, 108, 1071; (30) John E. et al., 2002 AJ, 123, 1528; (31) Dahm S.E.; Simon T. 2005 AJ, 129, 829; (32) Xiao H.Y. et al., 2012 ApJS, 202, 7; (33) Nguyen D.C. et al., 2012 ApJ, 745, 119; (34) Torres C.A.O. et al., 2006 A&A, 460, 695; ; (35) Koen C. et al., 2010 MNRAS, 403, 1949; (36) Walter F.M. et al., 1988 AJ, 96, 297; (37) Hog E. et al., 2000 A&A, 355, 27; (38) Strassmeier K.G. 2009 A&ARv, 17, 251S; (39) Norton A.J. et al., 2007 A&A, 467, 785; (40) Hernández J. et al., 2014 ApJ, 794, 36; (41) Cohen M., Kuhl L.V. 1979 ApJS, 41, 743C; (42) Merín B. et al., 2008 ApJS, 177, 551; (43) Strom K.M. et al., 1989 AJ 97, 1451; (44) Wiramihardja S.D. et al., 1991 PASJ, 43, 27; (45) Briceño C. et al., 2019 AJ, 157, 85B; (46) Lara L.M. et al., 2004 A&A, 423, 1029; (47) Lasker B.M. et al., 2008 AJ, 136, 735; (48) Lawrence A. et al., 2007 MNRAS, 379, 1599; (49) Sung H. et al., 1997 AJ, 114, 2644; (50) Varentsen G. et al., 2014 yCat. 2321, 0B; (51) Flaccomio E. et al., 2006 A&A, 455, 903.

Таблица 2. Усредненные показатели избыточного излучения разных типов звезд

Тип звезд	$S(UV)$	$\sigma$	$N$	$S(IR)$	$\sigma$	$N$	$\Delta K$	$\sigma$	$N$
CTTS	0.315	0.291	5	4.192	1.043	9	0.407	0.242	8
WTTS II	0.279	0.218	5	3.107	0.793	15	0.283	0.225	3
WTTS III	0.108	0.065	2	2.719	0.832	8	—	—	—
WTTS III <sub>d</sub>	0.141	0.077	8	1.094	0.259	22	—	—	—

звезды UV Cha и V1115 Tau также расположены в относительно слабой отражательной туманности. Очевидно, что параметры этих звезд определяются неуверенно. Поскольку  $A_V$  определяется из показателей цвета переменной и стандарта, то чем точнее определены спектральные классы переменной, тем ближе параметры к реальным значениям. Спектральные классы у звезд типа T Тельца часто определены с разбросом до 5 подкласса (см. табл. 1). Несмотря на это, сравнение параметров  $L/L_{\odot}$  и  $\log t$ , например, для звезды KN Ori (табл. 2) показало удовлетворительное согласие наших данных (табл. 2) с данными [30] ( $L/L_{\odot} = 0.138$ ) и [31] ( $\log t = 6.34$ ).

Отметим, что собранные из каталогов фотометрические данные оптического и ИК диапазонов получены неодновременно, поэтому это может проявиться как слабое избыточное ИК излучение в кривых РЭС [32]. Также переменность отдельных звезд может внести некоторое искажение на кривых РЭС. Типичные изменения блеска у TTS в V полосе равны  $\Delta V \sim 0.1-0.5$  mag [33, 34]), поэтому ожидаемое максимальное изменение потока в этой полосе может составить около 35%. Максимальные изменения в полосе  $K = 2.2$  мкм составляют около  $\Delta K \sim 0.3$  mag [35], что может внести ошибку в потоки в этой полосе около 25%.

Для получения наблюдаемых потоков в данной длине волны  $F_{\lambda}^{\text{obs}}$  анализируемой звезды, ис-



правленных за межзвездное поглощение, использовано следующее соотношение:

$$F_{\lambda}^{\text{obs}} = F_{\lambda}^0 \times 10^{-0.4m_{\lambda} + 0.4A_{\lambda}}. \quad (1)$$

Здесь  $F_{\lambda}^0$  — поток стандарта нулевой величины (звезды A0V) на длине волны  $\lambda$  в единицах эрг  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{\AA}^{-1}$ , при этом все величины стандарта  $m_{\lambda} = 0$ . Здесь  $m_{\lambda}$  — звездная величина звезды в полосе  $\lambda$ , а  $A_{\lambda}$  — соответствующий коэффициент межзвездного покраснения в этой полосе. Величины коэффициента покраснения для других полос  $A_{\lambda}$  были вычислены из отношений  $A_{\lambda}/A_V$ , взятых из работы [36].

Наблюдаемые потоки программных звезд были аппроксимированы теоретической моделью [37]. Использована сетка атмосфер звезд ГП, для интервала эффективной температуры 3500–39000 К в диапазоне длин волн от 0.009 мкм до 160 мкм.

Для контроля применяемой методики и выполненных вычислений были также построены кривые РЭС звезд-стандартов  $\alpha$  Lyr ( $T_{\text{eff}} = 9500$  К),  $\alpha$  Leo ( $T_{\text{eff}} = 12000$  К),  $\mu$  UMa (3700 К) и  $\beta$  Peg (3600 К). Спектры этих звезд изучены достаточно хорошо и имеются кривые РЭС, полученные другими авторами (см., например, [38–40]).

Методическая часть построения кривых распределения энергии в спектрах звезд была подробно изложена в наших работах [41, 42].

### 3. ДАННЫЕ О СКОПЛЕНИЯХ В ПАРАХ

#### 3.1. Кривые РЭС

На рис. 1 для примера показаны кривые РЭС стандартных звезд  $\alpha$  Leo (Sp B8IV) и  $\alpha$  Lyr (A0V), а также спектры двух холодных звезд  $\mu$  UMa (sp M0III) и  $\beta$  Peg (M2.5II-III). Каждая кривая РЭС аппроксимирована моделью спектра звезды соответствующего спектрального класса. Каждый график состоит из двух частей (панелей). На первой панели показана сама кривая РЭС. На второй панели приводится зависимость разности потоков звезды и модели от длины волны в том же диапазоне длин волн.

$$\log \frac{F_{\lambda}^*}{F_{\lambda}^m} = \log \lambda F_{\lambda}^* - \log \lambda F_{\lambda}^m. \quad (2)$$

Здесь  $F_{\lambda}^*$  — поток излучения от звезды,  $F_{\lambda}^m$  — поток от модели звезды главной последовательности соответствующего спектрального класса.

Наш анализ РЭС Веги показал, что в дальней ИК части спектра имеется значительный избыток, который хорошо описывается дополнительным излучением холодной пыли с температурой около 80 К [41]. Этот вывод согласуется с преды-

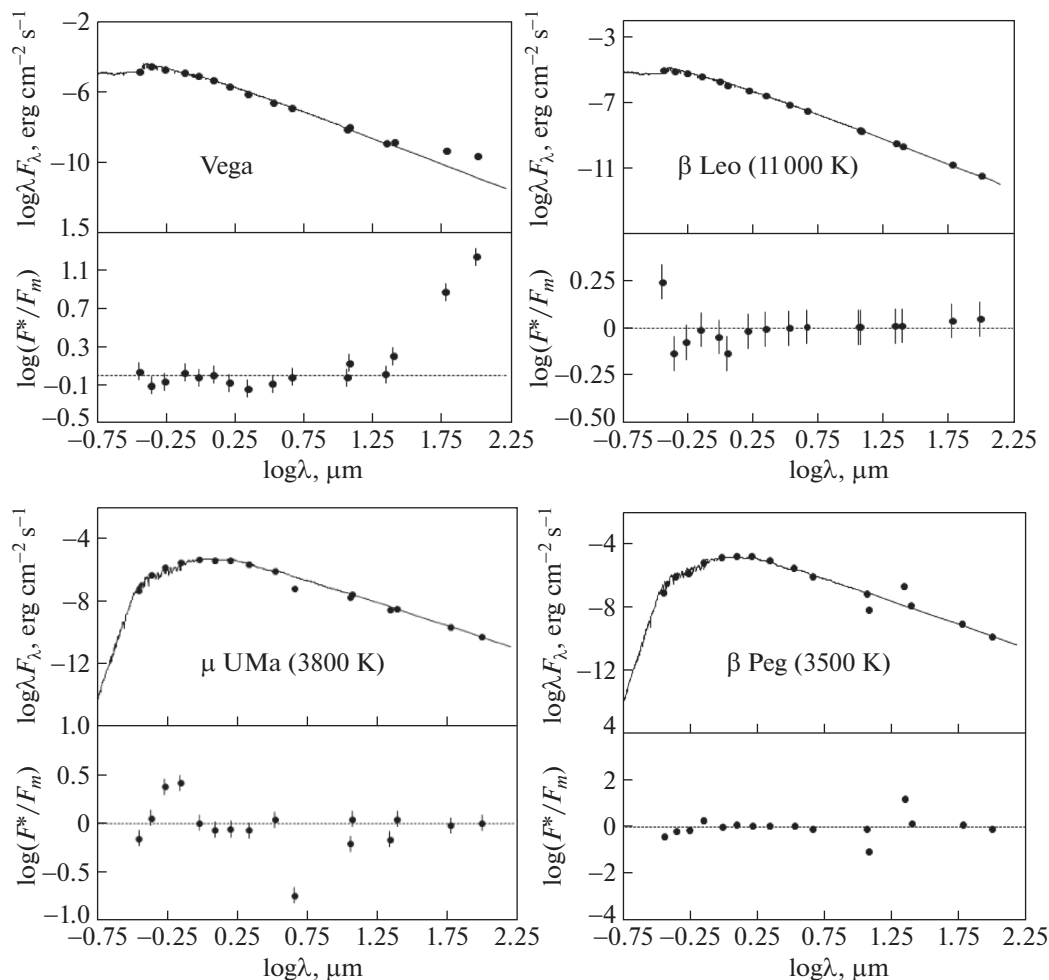
дущими результатами исследований других авторов [43, 44]. Спектр звезды  $\alpha$  Leo не показывает признаков дополнительного излучения. Спектры звезд  $\mu$  UMa и  $\beta$  Peg в основном показывают нормальное распределение, хотя по данным отдельных авторов, иногда у этих звезд наблюдается значительное поглощение в континууме. При построении кривых РЭС холодных звезд-стандартов мы не принимали во внимание такие peculiarности. На рисунках вертикальными барами показан уровень среднеквадратичного отклонения точек ( $\sigma = \pm 0.07$ ) для параметра  $\log \lambda F_{\lambda}$  от аппроксимирующей кривой.

При модельной аппроксимации наблюдательных данных мы допускали, что вклад излучения во внутреннем граничном слое диска в полосе R ничтожно мал (см., например, [23]), ошибки из-за межзвездного покраснения в полосах VRI незначительны, поэтому при аппроксимации наблюдательных данных было отдано предпочтение данным в полосах VRI как точкам с наименьшим значением ИК избытка.

Как видно из рис. 2, построенные кривые РЭС показывают широкий диапазон характеристик инфракрасного излучения: от почти плоского распределения с большим избыточным ИК излучением, простирающимся по всему спектру, до минимального значения избытка в дальнем ИК диапазоне. Одновременно с этим, в УФ и даже в оптическом диапазоне некоторые звезды показывают достаточно значимое количество избыточного излучения.

При построении кривых РЭС программных звезд мы заметили, что, несмотря на близкие значения длин волн двух наблюдаемых полос по каталогам WISE W3 (11.6 мкм) и W4 (22.1 мкм) и IRAS (12 мкм) и (25 мкм), по некоторым звездам данные IRAS часто показывают систематически завышенное значение потока. При этом данные всех полос каталога WISE W1 (3.35 мкм), W2 (4.6 мкм), W3 и W4 удовлетворительно аппроксимируются теоретическими кривыми, в то время как для отдельных звезд данные наблюдений IRAS получаются систематически завышенными. Поскольку данные наблюдений IRAS получены с низким разрешением [28], наблюдаемый сигнал может искажаться дополнительным вкладом других точечных источников, которые обычно находятся вблизи молодых звезд (см., например, [45]). Поэтому при построении кривых РЭС для некоторых программных звезд мы ввели специальную поправку для согласования сигналов полос 12 мкм (IRAS) и 11.6 мкм (WISE).

Из рис. 2 видно, что имеющиеся типы кривых РЭС WTTS можно разделить на две группы. Спектры звезд первой группы соответствуют III типу по классификации кривых РЭС молодых звезд [45, 46]. Такие звезды показывают спектр



**Рис. 1.** Кривые РЭС звезд стандартов  $\alpha$  Lyr,  $\alpha$  Leo (верху),  $\mu$  UMa и  $\beta$  Peg (внизу). В первой части каждого рисунка показано распределение (точки) и его аппроксимация с моделью звезды соответствующей эффективной температуры. Во второй части каждого рисунка показаны логарифмы разности потоков от звезды и модели. Пунктирной линией указан нулевой уровень. Вертикальными барами обозначен средний разброс точек от аппроксимирующей кривой.

фотосферного излучения и ИК избытки, наблюдаемые только в дальнем ИК диапазоне, в области  $\lambda \geq 12$  мкм (рис. 2а).

Среди 30 WTTS со спектром III типа выделяется также подгруппа звезд, которые имеют слабый избыток в дальнем ИК диапазоне, и параметр избытка дальнего ИК диапазона обычно имеет значение  $S(\text{IR}) \leq 1.5$ . Аналогично спектрам  $\alpha$  Lyr [43] и  $\beta$  Pic [48], эти звезды имеют слабый ИК избыток только в диапазоне  $\lambda \geq 60$  мкм. У таких звезд, вероятно, имеются только остаточные пылевые диски (см., например, [49] и [50]). Среди таких объектов есть звезды, показывающие УФ избытки в спектре (табл. 2). Такие звезды, по-видимому, показывают хромосферную активность, индикатором которой являются эмиссионные линии H $\alpha$  и дублет H и K CaII, а также наличие УФ избытка в спектре за счет хромосферной активности. В табл. 2 в обозначении типа таких

звезд приводится символ “d”, указывающий признак остаточного диска (debris disk). Подобные остаточные диски имеются у 22 из 30 звезд со спектрами типа III d, что составляет около 48.8% от общего количества всех программных звезд типа WTTS. Остальные 8 звезд со спектром III типа имеют относительно большие избытки в дальнем ИК диапазоне ( $S(\text{IR}) > 1.5$ ).

Вторая группа спектров звезд, по сути, совпадает с типом II по классификации [46], т.е. звезды показывают избыточное ИК излучение от ближнего до дальнего ИК диапазона. Спектрами такого типа обычно обладают также звезды CTTS [47].

Наши данные показали, что из рассматриваемого набора 45 WTTS только 15 можно отнести ко II типу спектра (рис. 2б). Кривые РЭС звезды SW Ori и XX Ori, возможно, являются комбинированным излучением двух звезд с разными температурами (рис. 2б). Для аппроксимации этих спектров

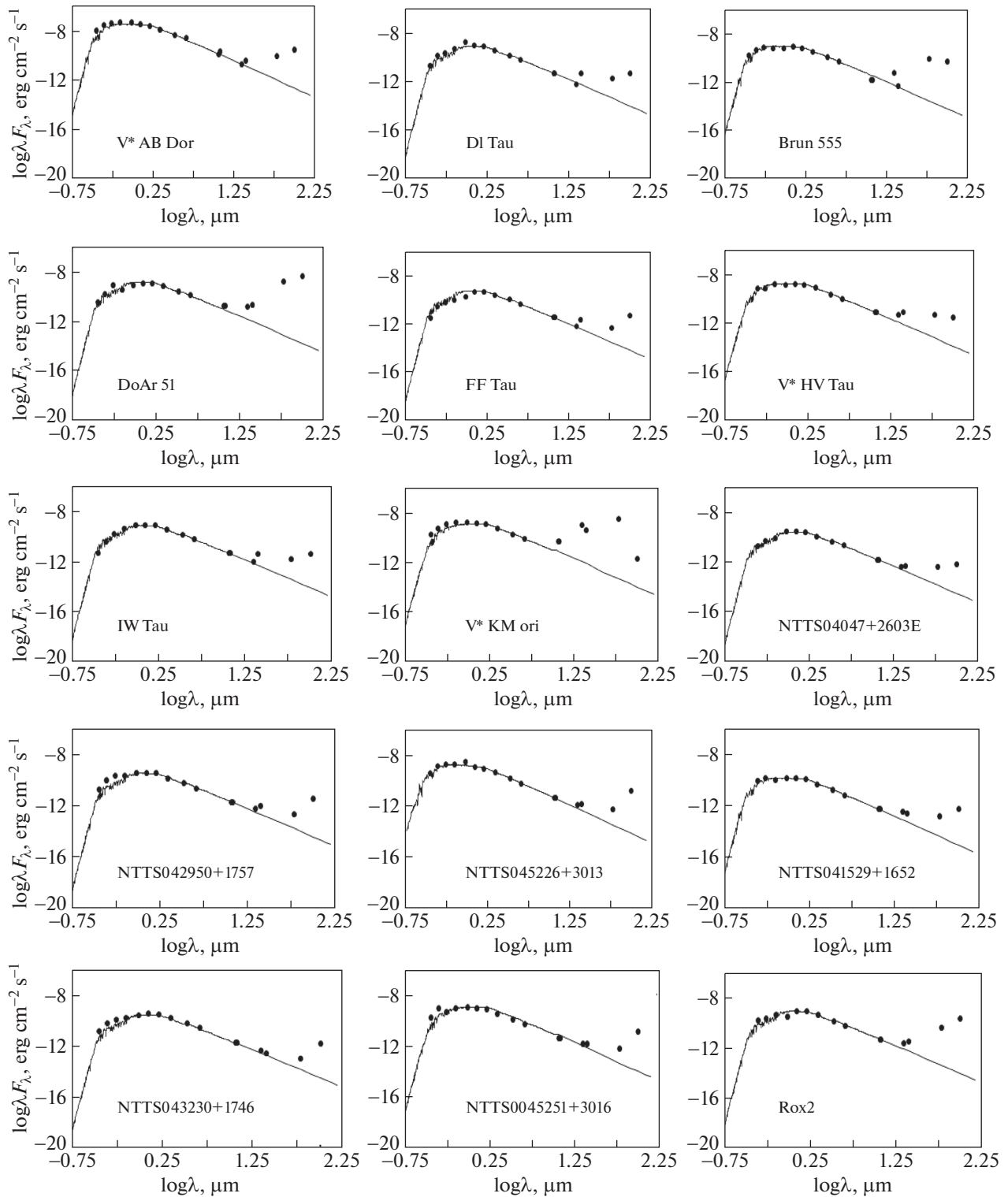


Рис. 2. а: Кривые РЭС WTTS III типа; б: Кривые РЭС программных звезд II типа.

нами также были применены планковские кривые с температурами 10000 К (пунктирная линия) и 2500 К (сплошная кривая). Спектры всех СТТС, приведенные нами на рис. 3, также соответствуют

II типу. В табл. 2 в отдельной колонке приводятся типы звезд.

В качестве возможной меры избытка в ближнем ИК диапазоне был взят логарифм отношения

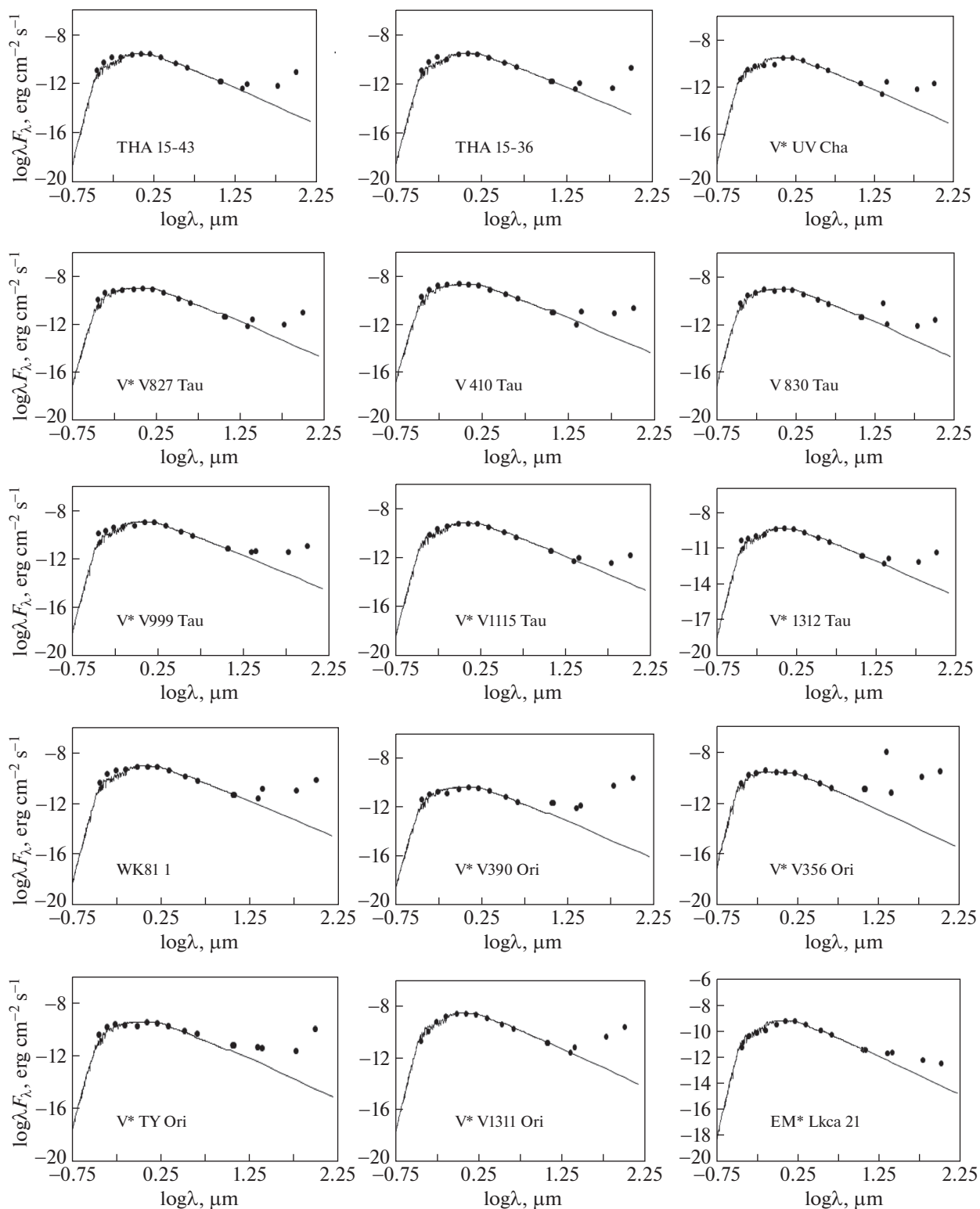


Рис. 2. Продолжение

потоков звезды  $F_{2.2}^*$  и модельного стандарта  $F_{2.2}^m$  того же спектрального класса в полосе К [32],

$$\Delta K = \log F_{2.2}^* - \log F_{2.2}^m = \log F_{2.2}^*/F_{2.2}^m. \quad (3)$$

Для величины  $\Delta K$  ожидаемая ошибка определения должна быть на уровне ошибок аппроксимации наблюдательных данных модельной кривой ( $\pm 0.07$ ). Поэтому все звезды, у которых  $\Delta K \geq$

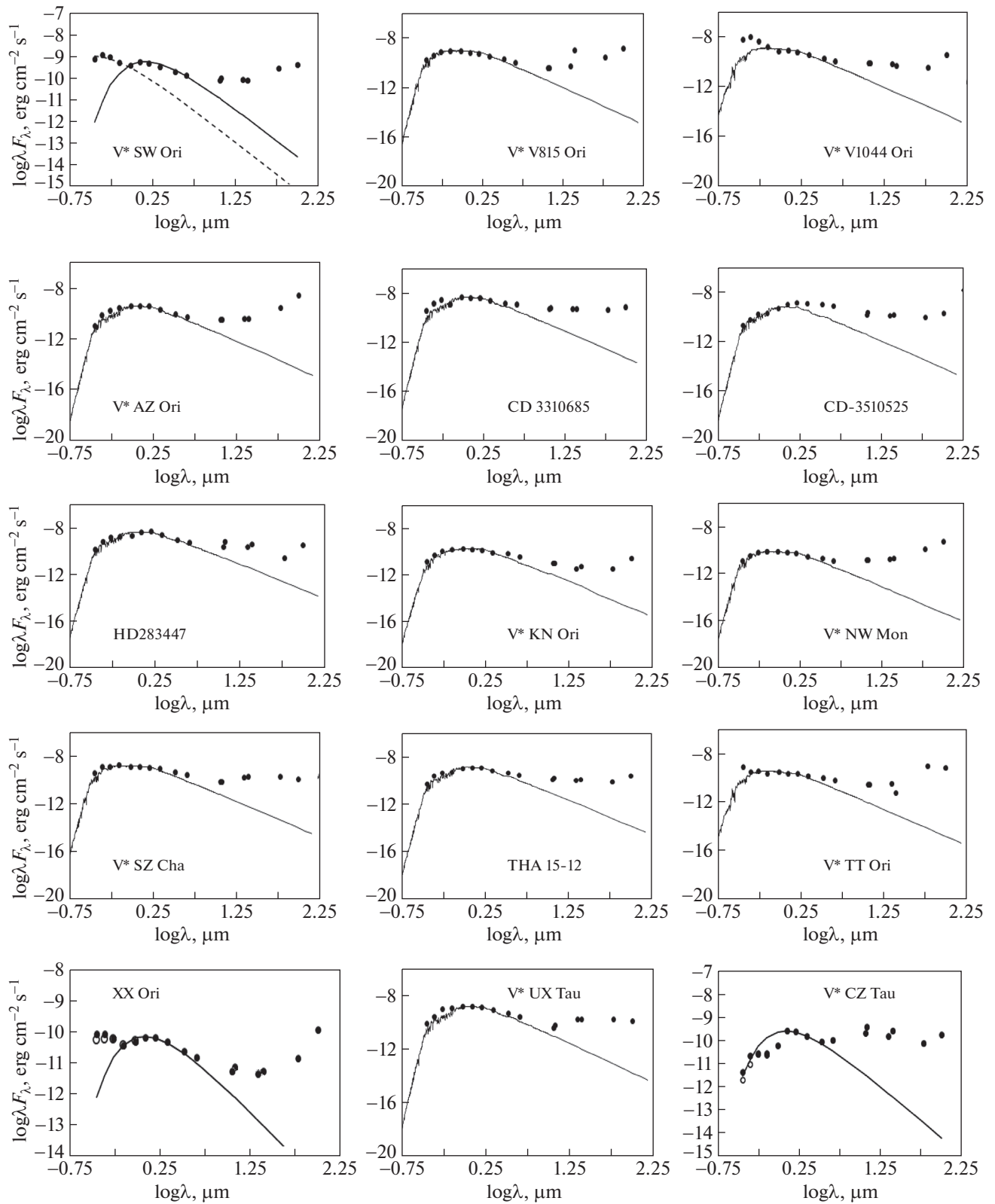


Рис. 2. Окончание

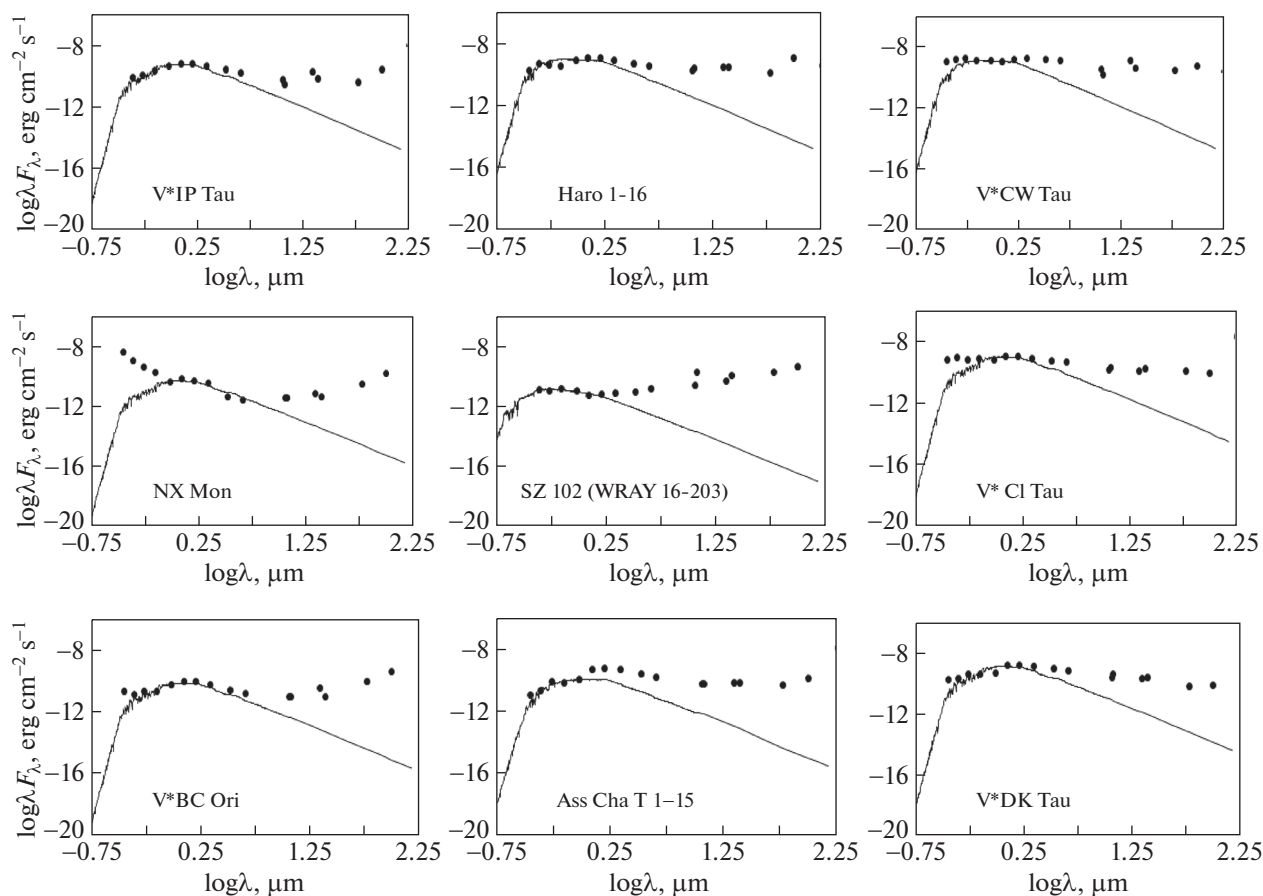


Рис. 3. Кривые РЭС избранных CTTS.

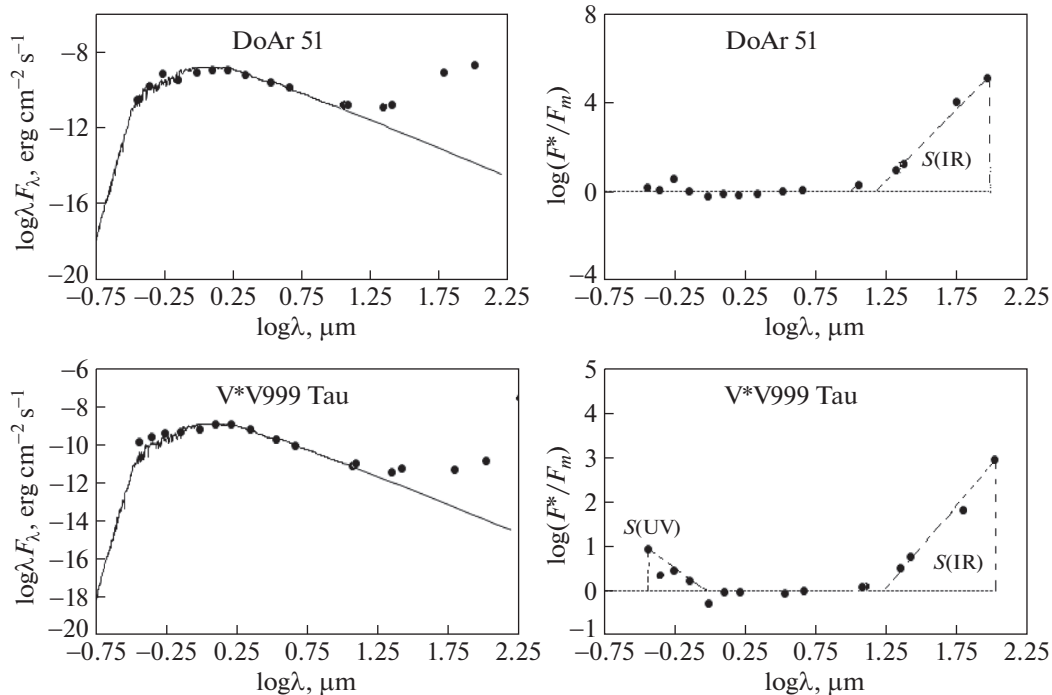
$\geq 0.07$ , будем считать обладающими реальным избытком. Наши измерения этой величины показали, что в данной выборке имеется всего 3 звезды WTTS, у которых уверенно наблюдается значимое количество избыточного излучения в К-полосе. Это звезды SZ Cha,  $\Delta K = 0.138$ , у TT Ori,  $\Delta K = 0.170$ , и у CD-35 10525,  $\Delta K = 0.542$ . При этом, из 9 CTTS только звезда CI Tau не показала значимого избытка излучения в этой полосе. Критерий  $\Delta K$  был применен в работе [32] для выявления наличия теплой пыли во внутренних областях протопланетных дисков. Поскольку CTTS по определению окружены аккреционными дисками, а WTTS лишены таких дисков (или имеют остаточные диски без внутренних аккреционных областей), то результаты, полученные нами, по применению этого критерия подтверждают современные представления об основных различиях между CTTS и WTTS.

Чтобы количественно оценить величину интегрального избыточного излучения в спектрах WTTS, мы также применили метод, который демонстрируется на примере кривых РЭС двух звезд типа WTTS, DoAr 51 и V999 Tau (рис. 4). На графиках, показывающих зависимость величин

$\log F^*/F_m \sim \log \lambda$ , выделены участки, которые могут характеризовать величину полного избыточного излучения в УФ и ИК части спектра, обозначенные соответственно как  $S(\text{UV})$  и  $S(\text{IR})$ . Чтобы вычислить интегральное избыточное излучение на спектральном участке  $\lambda_2 - \lambda_1$  (где  $\lambda_2 > \lambda_1$ ), можно применить выражение

$$S = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \log \frac{F^*}{F_m} d\lambda. \quad (4)$$

Здесь  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  — начальные и конечные длины волны участка избыточного излучения. Для вычисления этого интеграла практически нужно вычислить площади фигур на этих графиках, выделенных пунктиром. Полученные величины  $S(\text{UV})$  и  $S(\text{IR})$  характеризуют интегральную величину избыточного излучения в соответствующих участках спектра. Как видно из рис. 4, в спектре DoAr 51 не наблюдается УФ избытка, а в спектре звезды V999 Tau выделяются участки с избыточным излучением как в УФ, так и в ИК части спектра. Все полученные значения  $S(\text{UV})$  и  $S(\text{IR})$  приводятся в табл. 2.



**Рис. 4.** Пример кривых РЭС для звезд WTTS DoAr 51 и V999 Tau (левые панели) и разность потока звезды и модели  $\log(F^*/F_m)$  (правые панели). Фигуры в виде треугольников, выделенные штриховыми линиями, указывают участки площади под кривой  $S(UV)$  и  $S(IR)$ , ограниченной нулевой линией.

### 3.2. Физические параметры звезд

Прежде всего, на основании очищенной от межзвездного покраснения величины  $V$ , расстояния до звезды и болометрических поправок, взятых из работы [29], нами были вычислены абсолютные болометрические звездные величины  $M_V$ . Зная абсолютную величину Солнца  $M_{V\odot} = 4.83$ , мы вычислили абсолютные светимости звезд в единицах солнечной светимости  $L/L_\odot$ . Далее, зная эффективные температуры  $T_{\text{eff}}$  и светимости, мы вычислили радиусы звезд в единицах радиуса Солнца  $R/R_\odot$ . Солнечная эффективная температура  $T_\odot$  была взята равной 5800 К.

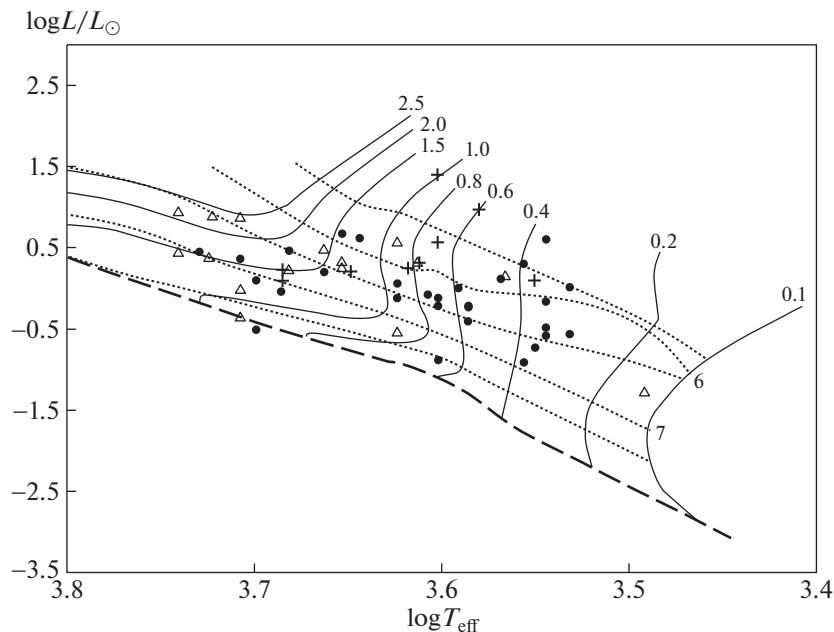
С использованием теоретических эволюционных треков [51] также были определены массы и возрасты звезд. Положение на диаграмме ГР показывает (рис. 5), что массы звезд находятся в пределах  $0.15 \leq M/M_\odot \leq 2.5$ . Всего одна звезда, CZ Tau, на диаграмме оказалась около изолинии с массой  $0.15 M_\odot$  и три звезды II типа — V815 Tau, V1044 Ori и UX Tau имеют массы, немного больше, чем  $2 M_\odot$ . Как видно из рис. 5, возрасты рассматриваемых звезд находятся в пределах  $10^5$ – $10^8$  лет и отдельные звезды находятся на линии ZAMS. Здесь положения WTTS III типа указаны черными кружками, II типа — светлыми треугольниками, положения CTTS — крестиками. На

рис. 5 видно, что оба типа звезд в основном расположены в области возрастов до нескольких миллионов лет. Эта диаграмма показывает, что как по массам, так и по возрастам не существует четкого разделения между различными типами звезд WTTS. Аналогичные результаты были получены и в других работах (см., например, [52, 21]).

В табл. 2 приводятся все вычисленные параметры для отдельных звезд нашего списка. В столбцах табл. 2 слева направо приведены: название объекта, параметры, показывающие меру УФ и ИК избытков  $S(UV)$  и  $S(IR)$ , абсолютная болометрическая светимость  $M_V$ , болометрическая светимость в  $L/L_\odot$ , радиусы  $R/R_\odot$ , соответствующий тип по кривой РЭС, массы  $M/M_\odot$ , возрасты  $t$  ( $10^6$  год). Ожидаемые погрешности отдельных параметров должны быть не более 20%.

### 3.3. Анализ полученных результатов по отдельным объектам

В табл. 2 приведено среднее значение параметров избыточного излучения,  $\sigma$  — среднеквадратичное отклонение от среднего и  $N$  — количество звезд, у которых проведено усреднение, т.е. количество звезд, у которых наблюдается данный вид избытка. Для звезд со спектрами типа III и III<sub>d</sub> эти параметры приводятся отдельно. Из табл. 3 видно, что, с уменьшением газовой составляю-



**Рис. 5.** Расположение программных звезд на ГР диаграмме с эволюционными треками по данным [51]). Цифры на сплошных линиях указывают массы, а около точечных линий, логарифмы возрастов от 5 до 8 с шагом 0.5. Нижняя жирная штриховая линия – линия нулевого возраста (ZAMS). Светлыми треугольниками отмечены данные WTTS II типа, черными кружками – III типа, крестиками – CTTS.

шей диска, наблюдается тенденция уменьшения показателя как УФ, так и ИК избытка. С возрастом количество газа в диске должно уменьшаться, поэтому с возрастом мы должны наблюдать уменьшение избытка в ИК диапазоне. Такими объектами являются все WTTS, которые показали типы распределения спектра II, III и III<sub>d</sub>. Одновременно с этим, с уменьшением количества газовой составляющей диска мы должны наблюдать уменьшение УФ избытка, из-за ослабления дисковой аккреции.

У звезд типа WTTS CD-33 10685 и UX Tau со спектрами II типа наблюдается значительный избыток как в УФ, так и в ИК диапазонах. Для этих звезд получены параметры  $H_{\alpha}10\%$ , равные 630 км/с [53] и 513 км/с [54], соответственно, что указывает на существовании дисковой аккреции у этих звезд. 9 из 15 WTTS со спектром II типа показывают значения параметра  $H_{\alpha}10\%$  в интервале 90–179 км/с. Такая ширина характерна для хромосферных профилей при отсутствии дисковой аккреции.

Сравнение кривых РЭС WTTS II типа с кривыми распределения трех звезд CTTS (табл. 2 и рис. 2, 3) показывает, что практически эти кривые ничем не отличаются. Кроме того, выявлено всего 2 звезды с возрастaми около  $10^8$  лет. Одна из них – это WTTS со спектром типа III<sub>d</sub> AB Dor, а вторая – WTTS III<sub>d</sub> типа NTTS 041529 + 1652. По-видимому, эти звезды являются наиболее стары-

ми среди программных звезд (см., например, [55]).

Одним из индикаторов существования дисковой аккреции является абсолютная светимость в эмиссионной линии  $H_{\alpha}$ . Следуя [56], для вычисления светимости звезд в линии  $H_{\alpha}$  ( $L_{H_{\alpha}}$ ) была использована формула

$$L_{H_{\alpha}} = 4\pi d^2 F_R W_{H_{\alpha}}, \quad (5)$$

где  $d$  – расстояние до звезды,  $F_R$  – абсолютная плотность потока в фотометрической полосе R ( $\lambda_{\text{eff}} \sim 7000 \text{ \AA}$ ),  $W_{H_{\alpha}}$  – эквивалентная ширина линии  $H_{\alpha}$ , выраженная в ангстремах. С использованием выражения (5) для программных звезд был вычислен логарифм светимости излучения в линии  $H_{\alpha}$  в единицах светимости солнца. Результаты этих вычислений приведены на рис. 6 на графиках, выражающих зависимость этой величины от параметров  $S(\text{UV})$  и  $S(\text{IR})$ . На этом рисунке темными кружками показаны WTTS с кривыми III типа, светлыми треугольниками, WTTS с кривыми II типа, а крестиками, – CTTS. Как видно из левой панели рис. 6, не наблюдается корреляции светимости в линии  $H_{\alpha}$  с избыточным излучением в УФ, в то время как наблюдается слабая корреляция с ИК избыточным излучением. Вычисленный для всех 45 WTTS коэффициент корреляции для ИК избытка равен  $r = 0.41 \pm 0.13$ , а для УФ избытка  $r = 0.29 \pm 0.19$ . Коэффициент корреляции между мерой избытка и светимостью



Таблица 3. Вычисленные параметры для программных звезд

Объект	$S(UV)$	$S(IR)$	$M_V$ , mag	$L/L_{\odot}$	$R/R_{\odot}$	Тип	$M/M_{\odot}$	$\log t$ , год
WTTS								
V 410 Tau		1.523	4.33	1.59	2	IIIId	1.4	6.6
CZ Tau	0.11	3.244	8	0.05	0.81	II	0.15	6.75
DI Tau	0.126	1.273	5.36	0.61	1.78	IIIId	0.58	6.5
V1311 Ori		1.478	6.67	0.18	1.15	IIIId	0.38	6.2
V1044 Ori		3.455	2.6	7.79	3.37	II	2.2	6.6
SW Ori		2.823	3.71	2.79	1.86	II	1.5	7.2
XX Ori	0.299	2.444	4.44	1.44	2.98	II	0.48	5.7
KM Ori		3.196	3.28	4.17	3.55	III	1.2	5.9
KN Ori	0.255	2.861	6.17	0.29	1.03	II	0.82	7.3
V356 Ori		3.466	3.9	2.36	1.99	III	1.6	6.9
Brun 555		2.641	4.93	0.91	1.37	III	1.2	7.2
TT Ori		4.567	4.85	0.98	1.28	II	1.1	7.4
V390 Ori		3.887	3.66	2.93	2.5	III	1.7	6.5
AZ Ori		3.685	3.4	3.73	3.68	II	0.9	7.4
TY Ori		2.938	4.57	1.28	1.52	III	1.3	7.1
NW Mon		3.41	3.96	2.23	2.48	II	1.3	6.4
CD-33 10685	0.636	2.844	3.6	3.1	2.8	II	1.5	6.2
CD-35 10525		4.483	4.02	2.1	2.9	II	1.75	6.5
NTTS040047 + 2603E	0.119	0.714	6.28	0.26	1.41	IIIId	0.35	5.9
HD 283447		2.409	4.23	1.74	1.93	II	1.7	6.5
V1312 Tau	0.115	0.944	6.05	0.33	1.57	IIIId	0.32	5.8
NTTS041529 + 1652	0.206	1.344	6.08	0.32	0.76	IIIId	0.9	8.1
WK 81 1		1.851	5.37	0.61	1.64	III	0.7	7.5
EM* LkCa 21		0.635	6.24	0.27	1.52	IIIId	0.3	5.5
V827 Tau	0.299	1.056	3.14	4.74	3.62	IIIId	1.4	5.9
NTTS042950 + 1757	0.07	0.912	4.67	1.16	2.06	IIIId	0.9	6.4
V830 Tau		1.253	5.01	0.85	1.89	IIIId	0.75	6.4
FF TAU		0.917	7.02	0.13	0.77	IIIId	0.7	6.5
NTTS043230 + 1746		0.841	4.77	1.06	2.99	IIIId	0.3	6.4
V1115 Tau		0.776	5.84	0.39	1.42	IIIId	0.59	6.5
HV Tau		1.096	3.3	4.09	5.55	IIIId	0.4	5
IW Tau	0.063	1.227	5.13	0.76	1.83	IIIId	0.7	6.3
V999 Tau	0.125	1.385	4.53	1.32	2.82	III	0.48	5.8
NTTS045226 + 3013		1.006	3.69	2.85	1.98	IIIId	1.5	7
NTTS 045251 + 3016		1.594	5.12	0.76	1.67	IIIId	0.95	6.5
AB Dor	0.13	1.021	5.69	0.45	0.87	IIIId	0.9	8
V815 Ori		3.472	2.43	9.09	3.35	II	1.4	7.2
SZ Cha		2.896	3.86	2.44	1.87	II	1.5	7
UV Cha		0.933	7.09	0.12	0.92	IIIId	0.39	6.9
THA 15-12		2.497	4.14	1.88	2.28	II	1.3	6.5
THA 15-36		1.187	4.09	1.98	3.66	IIIId	0.4	5.5
THA 15-43		1.08	5.4	0.59	1.74	IIIId	0.58	6.5
ROX 2		1.275	5.24	0.68	2.27	IIIId	0.36	6.1
DoAr 51	0.09	2.389	4.82	1.01	2.23	III	0.6	5.5

Таблица 3. Окончание

Объект	$S(\text{UV})$	$S(\text{IR})$	$M_V, \text{mag}$	$L/L_\odot$	$R/R_\odot$	Тип	$M/M_\odot$	$\log t, \text{год}$
UX Tau	0.097	1.517	2.61	7.75	3.6	II	2.3	6.5
CTTS								
CW Tau	0.152	4.191	4.464	1.401	1.7	II	1.3	7
DK Tau	0.12	3.24	4.861	0.972	2.073	II	0.7	5.8
CI Tau	0.312	3.348	4.459	1.407	2.317	II	0.8	6
BC Ori	0.174	3.984	6.327	0.252	1.055	II	0.7	5.7
NX Mon	0.82	3.15	7.298	0.103	0.857	II	0.4	5.7
Haro 1-16		4.604	5.448	0.566	1.08	II	1.4	7
IP Tau		3.712	6.567	0.202	1.047	II	0.6	5
Ass Cha T 1-15		5.155	6.406	0.234	0.822	II	1.5	6.7
SZ 102		6.345	3.55	3.25	2.332	II	0.8	6

в линии  $H_\alpha$  по отдельным группам звезд получил-ся еще меньше.

На рис. 7 показан график зависимости величины  $S(\text{IR})$  от возраста звезд. Поскольку подгруппа WTTS III не многочисленна (всего 8 звезд), мы объединили эти звезды с подгруппой WTTS II и представили эти две подгруппы на рис. 7 в виде кружков, треугольниками – III<sub>d</sub>, крестиками – CTTS. Для каждой группы точек пунктирными и точечными линиями проведен аппроксимирующий линейный тренд. Как видно, для типов CTTS и WTTS III типа заметна тенденция увеличения параметра  $S(\text{IR})$  с возрастом. Для WTTS III<sub>d</sub> типа такая зависимость отсутствует или очень слаба. Коэффициент корреляции между  $S(\text{IR})$  и  $\log t$  для CTTS равен  $r = 0.38 \pm 0.19$ , для WTTS III типа  $r = 0.30 \pm 0.21$  и для WTTS III<sub>d</sub> типа  $r = 0.20 \pm$

$\pm 0.16$ . Определенной корреляции между параметрами  $S(\text{UV})$  и  $\log t$  не обнаруживается.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Наши данные показали, что практически все программные звезды имеют значимое количество избыточного излучения в дальнем ИК диапазоне ( $\lambda \geq 12$  мкм). Из рассматриваемых звезд, как звезды CTTS, так и оба типа WTTS проявляют признаки УФ избыточного излучения. При этом только три WTTS показали значимый избыток излучения в полосе 2.2 мкм. У восьми из девяти CTTS наблюдается избыток в полосе 2.2 мкм, что является признаком существования оптически толстого диска. Кроме того, у 15 WTTS наблюдается избыточное излучение в ближнем ИК диапазоне в интервале 3–12 мкм.

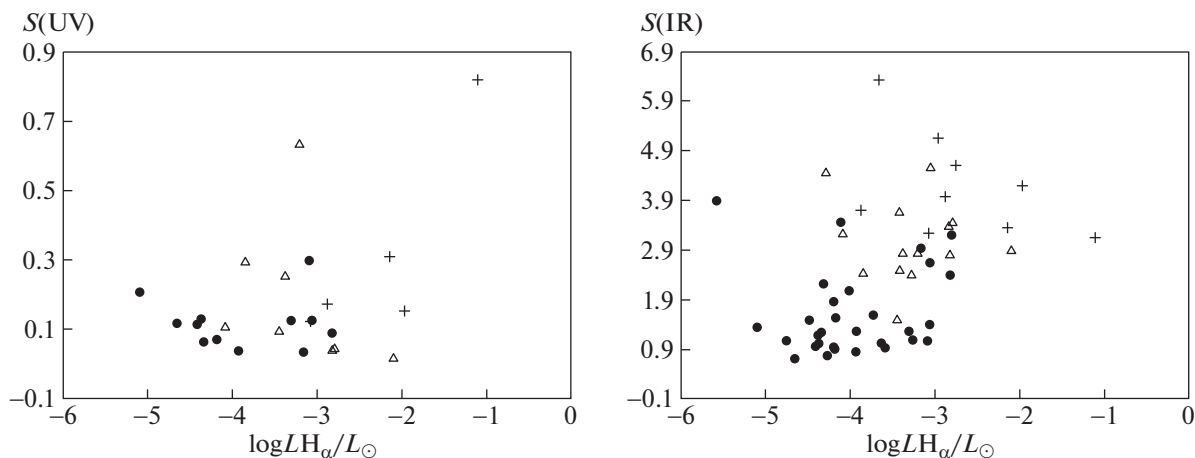


Рис. 6. Зависимость между абсолютной светимостью в эмиссионной линии  $H_\alpha$  и параметрами избытков  $S(\text{UV})$  (слева) и  $S(\text{IR})$  (справа). На диаграммах темные кружки соответствуют данным звезд II типа, светлые треугольники – звезды III типа, а крестики – звезды CTTS.

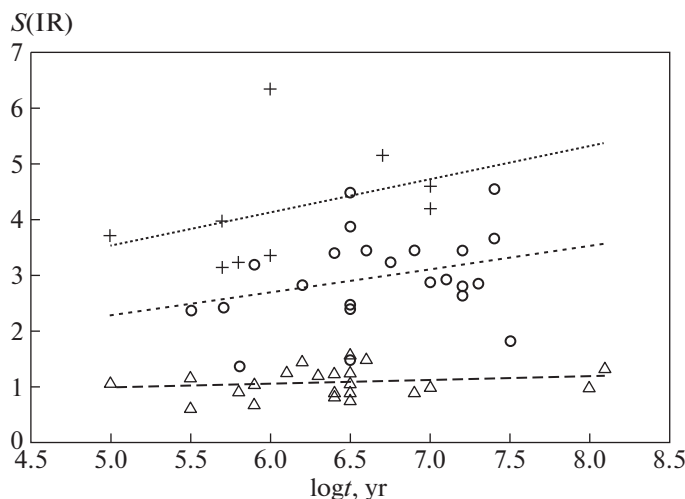


Рис. 7. Зависимость параметра  $S(IR)$  от возраста  $\log t$  для разных типов звезд. Кружками обозначены данные WTTS II и III типа, треугольниками – III d типа, крестиками – CTTS. Ряды аппроксимированы штриховыми (WTTS) и точечными (CTTS) линиями.

Нами выявлено 2 типа кривых РЭС программных звезд. К III типу по классификации Лада [46] мы отнесли кривые, у которых ИК избыточное излучение наблюдается только в диапазоне  $\lambda$  12–100 мкм. Ко II типу отнесены те кривые, у которых, помимо избыточного излучения в дальней ИК части спектра, ИК избыток наблюдается также и в диапазоне  $3.0 \text{ мкм} < \lambda < 12 \text{ мкм}$ . Звезды CTTS показали II тип кривых РЭС, а среди WTTS кривые 30 звезд отнесены к III, 15 – ко II типу.

Из WTTS со спектральным типом III нами впервые выделена отдельная подгруппа звезд со спектром типа III d. Эта подгруппа WTTS показывает слабое избыточное ИК излучение в диапазоне  $\lambda > 60 \text{ мкм}$ . У таких звезд, в отличие от обычных WTTS, не обнаруживается зависимости ИК избытка от возраста. Величина интегрального ИК избытка у таких звезд не превышает  $S(IR) \leq 1.5$ . Протопланетные диски таких звезд, по-видимому, распались на фрагменты и находятся на конечной стадии процесса образования планет.

Показано, что из 15 WTTS со спектрами II типа по крайней мере две звезды достоверно являются аккреторами. Это согласуется с результатами [20], в котором сообщалось обнаружение подобных объектов среди WTTS. Наши данные показали, что у большинства звезд со спектрами типа III d наблюдается избыточное УФ излучение (табл. 2). Значение параметра  $N_\alpha$  10% у таких звезд указывает на отсутствие дисковой аккреции (см. п. 3.3). Следовательно, наблюдаемые УФ избытки и эмиссия в линии  $H_\alpha$  являются следствием хромосферной активности у таких звезд (см., например, [55, 58]).

Звезды с кривыми РЭС III типа не показывают спектра излучения оптически толстого газа в околозвездном диске (см., например, [57]). Количество газа в таких дисках значительно меньше. Количество таких звезд составляет около 67% от всей выборки. Расположение WTTS на диаграмме ГР показало, что их возраст находится в широком диапазоне, от  $10^5$  до  $10^8$  лет. Часть из WTTS имеют такие же возрасты, что и CTTS. Это говорит о том, что у отдельных представителей WTTS эволюция околозвездного вещества прошла значительно быстрее. По нашим данным, избыточное ИК излучение как у CTTS, так и у WTTS показывает тенденцию увеличения с возрастом, а у подгруппы с типом III d определенной зависимости от возраста не наблюдается. Это подтверждает вывод, что у звезд типа III d ресурсы газа в диске уже исчерпаны, как и у звезд  $\alpha$  Lyr и  $\beta$  Pic.

По нашим данным, прослеживается эволюционный переход – с возрастом, в результате диссипации вещества в диске и формирования планет, запасы газа в околозвездном диске значительно уменьшаются, и звезды II группы переходят в группу III и далее в III d. Однако из ГР диаграммы видно, что есть также исключения из этой тенденции, т.е. некоторые звезды даже в раннем возрасте относятся к группе III. Возможно, существуют какие-то механизмы, которые ускоряют или замедляют эволюцию таких звезд – одни относительно быстро теряют газовую составляющую околозвездного диска, другие относительно медленно. Для выяснения этого вопроса нужно выполнить отдельные исследования.

В конце перечислим главные выводы, полученные в этой работе:

1. Все звезды нашей выборки, состоящей из 45 WTTS и 9 CTTS, показывают избыточное излучение в дальнем ИК диапазоне. Только 15 из WTTS обладают избыточным УФ излучением. Показано, что среди 15 WTTS с УФ избытком достоверно не выявляются аккреторы.

2. Из 45 WTTS только 3 объекта, а из 9 CTTS, 8 объектов обладают дополнительным излучением в полосе 2.2 мкм. Из этих 3 WTTS, по крайней мере, два являются аккреторами. Всего обнаружено 15 WTTS, которые обладают избыточным ИК излучением в диапазоне 3–12 мкм. Не все из этих звезд одновременно показывают признаки УФ избытков.

3. Построенные кривые РЭС у WTTS показывают два типа спектра по классификации [46]. Звезды со спектрами III типа показывают отсутствие избыточного излучения в ближнем ИК диапазоне, а звезды II типа показывают избыток как в ближнем, так и в дальнем ИК диапазоне. Из 45 WTTS, 30 принадлежит к III, 15 – к II типу звезд. Кривые РЭС звезд II типа практически не отличаются от РЭС CTTS.

4. Примерно 67% WTTS не показали избыточного излучения в ближнем ИК диапазоне. Несмотря на это, у некоторых таких объектов наблюдаются спектры с УФ избытками излучения. Отсутствие корреляции между светимостью линии  $H_{\alpha}$  и избыточным УФ излучением свидетельствует о том, что по крайней мере часть из этих звезд обладают дисковой аккрецией.

5. Из 30 WTTS у 22 звезд обнаруживается слабый избыток в дальнем ИК диапазоне. Эти звезды имеют остаточные диски на конечной стадии образования планет. Большинство этих звезд показывают признаки хромосферной активности. Эта группа звезд нами обозначена как тип III<sub>d</sub>.

6. Положение программных звезд на ГР диаграмме показало, что нет четкой границы разделения разных типов WTTS и CTTS. Большинство звезд обладают возрастами в несколько млн. лет и массами в интервале от 0.15 до 2.5  $M_{\odot}$ .

В результате действия в диске различных механизмов диссипации газа и формирования планет запасы газа в околосреднем диске значительно уменьшаются, и звезды со спектрами II типа переходят в III, и далее в III<sub>d</sub> тип. При этом в протопланетных дисках наблюдаются остаточные части диска. В таких звездах может наблюдаться хромосферная активность.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят анонимного рецензента за подробный и конструктивный отзыв, который позволил нам улучшить ясность статьи.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *J. Bouvier, S. H. P. Alencar, T. J. Harries, C. M. Johns-Krull, and M. M. Romanova, Protostars and Planets V* (Tucson, AZ: Univ. Arizona Press, 479, 2007).
2. *I. Appenzeller and R. Mundt, Astron. and Astrophys. Rev.* **1**, 291 (1989).
3. *P. P. Petrov, Acta Astrophysica Taurica* **2** **1**, 1 (2021).
4. *A. Natta, L. Testi, J. Muzerolle, et al., Astron. and Astrophys.* **424**, 603 (2004).
5. *R. Jayawardhana, S. Mohanty, and G. Basri, Astrophys. J.* **592**, 282 (2003).
6. *R. J. White and G. Basri, Astrophys. J.* **582**, 1109 (2003).
7. *D. L. Padgett, L. Cieza, K. R. Stapelfeldt, et al., Astrophys. J.* **645**, 128 (2006).
8. *Z. Wahhaj, L. Cieza, D. W. Koerner, et al., Astrophys. J.* **724**, 835 (2010).
9. *L. A. Cieza, D. Ruíz-Rodríguez, A. Hales, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **482**, 698 (2019).
10. *S. E. van Terwisga, A. Hacar, and E. F. van Dishoeck, Astron. and Astrophys.* **628**, 85 (2019).
11. *S. L. Grant, C. C. Espaillat, J. Wendeborn, et al., Astrophys. J.*, **913**, 123 (2021).
12. *E. E. Mamajek and L. A. Hillenbrand, Astrophys. J.* **691**, 1265 (2009).
13. *A. Ribas, B. Merin, H. Bouy, and L. T. Maud, Astron. and Astrophys.* **561**, 54 (2014).
14. *L. Hartmann, G. Herczeg, and N. Calvet, Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **54**, 135 (2016).
15. *Y. Hasegawa, J. T. Haworth, K. Hoadley, et al., Astrophys. J.* **926**, 23 (2022).
16. *L. Testi, T. Birnstiel, L. Ricci, et al., Protostars Planets VI*, 339 (2014).
17. *A. Morbidelli and S. N. Raymond, Journal of Geophys. Res. (Planets)* **121**, 1962 (2016).
18. *A. J. Winter, C. J. Clarke, G. Rosotti, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **478**, 2700 (2018).
19. *A. Gras-Velazquez and T. P. Ray, Astron. and Astrophys.* **443**, 541 (2005).
20. *L. A. Cieza, J. Olofsson, P. M. Harvey, et al., Astrophys. J.* **762**, 100 (2013).
21. *G. Duchene, A. Becker, Y. Yang, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **469**, 1783 (2017).
22. *K. Wood, C. J. Lada, J. E. Bjorkman, et al., Astrophys. J.*, **567**, 1183 (2002).
23. *S. J. Kenyon and L. Hartmann, Astrophys. J.*, **323**, 714 (1987).
24. *G. H. Herbig and K. R. Bell, Lick Observ. Bull.* **1111** (1988).
25. *R. M. Cutri, M. F. Skrutskie, van S. Dyk, et al., 2MASS All Sky Catalog of point sources* (2003).
26. *N. Epchtein, E. Deul, S. Derriere, et al., Astron. and Astrophys.* **349**, 236 (1999).
27. *R. M. Cutri, E. L. Wright, T. Conrow, et al., yCat* **2328**, 0C (2014).
28. *M. Moshir et al. IRAS F C, 0M* (1990).
29. *M. J. Pecaut and E. E. Mamajek, Astrophys. J. Suppl. Ser.* **208**, 9 (2013).
30. *D. Lin, N. A. Webb, and D. Barret, Astrophys. J.* **756**, 27 (2012).

31. *L. A. Hillenbrand, S. E. Strom, N. Calvet, et al.*, *Astron. J.* **116**, 1816 (1998).
32. *K. M. Strom, S. E. Strom, S. Edwards, et al.*, *Astron. J.* **97**, 1451 (1989).
33. *K. N. Grankin, S. Yu. Melnikov, J. Bouvier, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **461**, 183 (2007).
34. *W. Herbst and V. S. Shevchenko*, *Astron. J.* **118**, 1043 (1999).
35. *S. J. Kenyon and L. Hartmann*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **101**, 117 (1995).
36. *G. H. Rieke and M. J. Lebofsky*, *Astrophys. J.* **288**, 618 (1985).
37. *F. Castelli and R. I. Kurucz*, ATLAS9, URL: [https://www.user.oats.inaf.it/castelli/grids/\\*](https://www.user.oats.inaf.it/castelli/grids/*), (2004).
38. *H. Campins, G. H. Rieke, and M. J. Lebofsky*, *Astron. J.* **90**, 896 (1985).
39. *L. Decin, B. Vandenbussche, K. Waelkens, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **400**, 695 (2003).
40. *T. Kinman and F. Castelli*, *Astron. and Astrophys.* **391**, 1039 (2002).
41. *N. Z. Ismailov, A. F. Kholtygin, I. I. Romanyuk, and M. A. Pogodin*, *Azerb. Astron. J.* **16**, 5 (2021).
42. *N. Z. Ismailov, A. F. Kholtygin, I. I. Romanyuk, M. A. Pogodin, and A. V. Moiseeva*, *Astrophysical Bulletin* **76**, 415 (2021).
43. *H. H. Aumann, F. C. Gillett, C. A. Beichman, et al.*, *Astrophys. J.* **278**, 23 (1984).
44. *H. H. Aumann*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **97**, 885 (1985).
45. *L. A. Hillenbrand, S. E. Strom, F. J. Vrba, and J. Keene*, *Astrophys. J.* **397**, 613 (1992).
46. *C. J. Lada*, *IAU Symposium* **115**, 1 (1987).
47. *N. J. Evans II, M. M. Dunham, J. K. Jørgensen, et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **181**, 321 (2009).
48. *T. A. Stuber and S. Wolf*, *Astron. and Astrophys.* **658**, 121 (2022).
49. *S. M. Andrews, J. Huang, L. M. Pérez, et al.*, *Astrophys. J.* **869**, L41 (2018).
50. *H. Avenhaus, S. P. Quanz, A. Garufi, et al.*, *Astrophys. J.* **863**, 44 (2018).
51. *L. Siess, E. Dufour, M. Forestini*, *Astron. and Astrophys.* **358**, 593 (2000).
52. *L. Ingleby, N. Calvet, J. Hern, et al.*, *Astron. J.* **141**, 127 (2011).
53. *A. Frasca, K. Biazzo, and J. M. Alcalá*, *Astron. and Astrophys.* **602**, 33F (2017).
54. *R. J. Harris, S. M. Andrews, and D. J. Wilner*, *Astrophys. J.* **751**, 115 (2012).
55. *J. H. M. M. Schmitt, P. Ioannidis, J. Robrade, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **652**, 135 (2021).
56. *M. Corcoran and T. P. Ray*, *Astron. and Astrophys.* **331**, 147 (1998).
57. *C. F. Manara, A. Natta, G. P. Rosotti, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **639**, 58 (2020).
58. *A. Dodin, S. Lamzin, P. Petrov, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **497**, 4322 (2020).

## НАБЛЮДЕНИЯ МАГНИТАРА SGR J1830–0645 И ПУЛЬСАРА J0250+5854 НА ЧАСТОТЕ 111 МГц

© 2022 г. Б. Я. Лосовский<sup>1,\*</sup>, А. П. Глушак<sup>1,\*\*</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,  
Пушчинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН, Пушкино, Россия

\*E-mail: blos@prao.ru

\*\*E-mail: glushak@prao.ru

Поступила в редакцию 30.06.2022 г.

После доработки 24.09.2022 г.

Принята к публикации 30.09.2022 г.

С января 2021 г. и по настоящее время в Пушчинской радиоастрономической обсерватории Физического института им. П.Н. Лебедева АН России (ПРАО АКЦ ФИАН) на частоте 111 МГц на антенне БСА проводятся поисковые наблюдения радиосигналов нового магнитара SGR J1830–0645. По данным обработки наблюдений за 2021 г. периодические или импульсные радиосигналы не были обнаружены. Верхний предел оценки плотности потока радиоизлучения SGR J1830–0645 на 111 МГц составляет 500 мЯн. В качестве контрольного радиоисточника используется 23.5-секундный радиопульсар J0250+5854. Выполнен тайминг импульсов, измерены и рассчитаны параметры J0250+5854.

*Ключевые слова:* нейтронные звезды, пульсар, магнитар, радиотранзиент

DOI: 10.31857/S0004629922110135

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Запуски ракет, а впоследствии и космических аппаратов, стимулировали развитие внеатмосферной всеволновой астрономии и позволили проводить исследования космических объектов в ранее недоступных из-за влияния атмосферы инфракрасном, рентгеновском и гамма-диапазонах частот. К числу таких объектов относятся и пульсары. Известно, что пульсары суть нейтронные звезды, впервые зафиксированные в радиодиапазоне как космические маяки – источники периодического, от тысячных долей секунды до десятков секунд, радиоизлучения. Масса пульсара  $M_p \sim 2 \times 10^{33}$  г, радиус  $R \sim 10$  км. Периоды вращения пульсаров  $P$  со временем увеличиваются за счет торможения пульсара, связанного с потерей энергии вращения из-за магнито-дипольного излучения и пульсарного ветра. Производная периода  $dP/dt$  у секундных пульсаров составляет  $\sim 10^{-15}$  с/с, у миллисекундных  $\sim 10^{-19}$  с/с. В предположении дипольной конфигурации магнитного поля и магнито-дипольного механизма торможения в вакууме величина индукции магнитного поля на полюсе у секундных пульсаров может быть оценена по формуле

$$B_{\text{dip}} = 6.4 \times 10^{19} (PdP/dt)^{1/2} \quad (1)$$

и составляет  $10^{12}–10^{13}$  Гс, и вдвое превышает величину индукции магнитного поля на экваторе. Энергия вращения пульсара  $E_{\text{rot}} = I\Omega^2/2 \sim 10^{45}–10^{52}$  эрг, где  $\Omega$  – угловая частота вращения:  $\Omega = 2\pi/P$ , а  $I$  – момент инерции:  $I = 10^{45}$  г см<sup>2</sup>. Скорость потерь энергии  $dE_{\text{rot}}/dt = I\Omega(d\Omega/dt) = 4\pi^2 I(dP/dt)/P^3 \sim 10^{31}–10^{34}$  эрг/с. Важнейшей энергетической характеристикой пульсаров является их радиосветимость. Для приближенной оценки этой величины применяется формула

$$L_R \sim \pi^3 d^2 W_{50} S_{400} \Delta\nu / P \text{ эрг/сек}, \quad (2)$$

где  $d$  – расстояние до пульсара,  $S_{400}$  – средняя плотность потока на частоте 400 МГц и  $\Delta\nu$  – ширина полосы частот спектра (принимается 400 МГц). Радиосветимости большинства пульсаров  $L_R \sim 10^{28}–10^{30}$  эрг/с. Это значит, что для радиопульсаров  $L_R < dE_{\text{rot}}/dt$ . Источником энергии для всех процессов в пульсарах, за исключением магнитаров, является кинетическая энергия вращения нейтронной звезды (например [1–3]).

В последнее время особое внимание исследователей привлекают пульсары, излучающие в рентгеновском и гамма-диапазоне: аномальные рентгеновские пульсары (АХР), повторные источники мягкого гамма-излучения (SGR) и ней-

тронные звезды со слабым рентгеновским излучением (XDINS). Оценка индукции магнитного поля у этих объектов, рассчитанная в предположении магнито-дипольного механизма торможения (см. формулу (1)), составляет  $10^{14}$ – $10^{15}$  Гс, что на два-три порядка превышает магнитные поля обычных пульсаров. Нейтронные звезды, обладающие такими характеристиками, названы магнитарами. Они характеризуются секундными периодами  $\sim 5$ – $12$  с и производными периода  $\sim 10^{-13}$ – $10^{-10}$  с/с. Рентгеновские светимости  $L_x$  находятся в пределах  $10^{32}$ – $10^{36}$  эрг/с. Расход энергии на торможение магнитара  $L = dE_{\text{rot}}/dt \sim 10^{33}$  эрг/сек, что меньше его светимости  $L_x$ , таким образом, для магнитаров, в отличие от радиопулсаров,  $L_x > dE_{\text{rot}}/dt$ . Основным источником энергии для процессов в магнитаре является магнитная энергия нейтронной звезды [1–3].

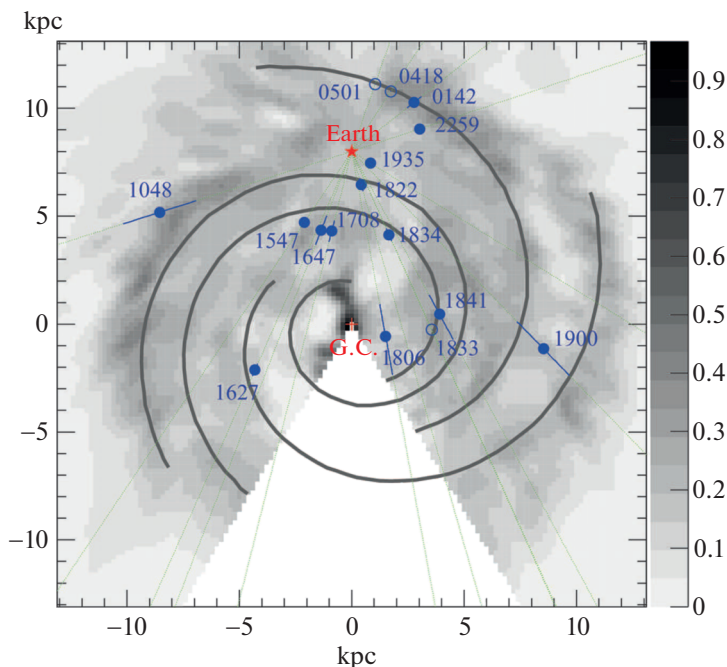
Излучение магнитаров, в частности, характеризуется короткопериодической и долгопериодической вспышечной активностью с короткими (миллисекунды – доли секунд) энергичными эпизодами  $10^{39}$ – $10^{47}$  эрг/с (bursts) и длительными (годы) умеренными событиями  $10^{34}$ – $10^{36}$  эрг/с (outbursts) [4].

Телескоп большой площади имени Ферми (Fermi Large Area Telescope) обнаружил более 117 гамма пульсаров [5]. Из них 42 пульсара в отношении радиоизлучения классифицируются как активные (radio-loud), с плотностью потока более 30 мкЯн, а 38 – как спокойные (radio-quiet) с потоками менее 30 мкЯн на частоте 1400 МГц.

Грисмейер и др. [6] провели наблюдения 27 магнитаров северной полушеры с целью поиска импульсного радиоизлучения на низкой частоте. Наблюдения проводились на LOFAR (Low Frequency Array) на частоте 150 МГц. Радиоизлучение не было обнаружено, хотя в пяти гамма-пульсарах радиоизлучение фиксировалось ранее на частотах выше 800 МГц. Полученный верхний предел плотности потока оценивается  $< 26$  мкЯн. Поскольку спектр плотности потока пульсаров в среднем характеризуется степенным законом  $S \sim \nu^\alpha$ , это соответствует спектральному индексу  $\alpha > -3.1$ . Обнаружение радиоизлучения позволяет определить меру дисперсии и оценить расстояние до пульсара. Исследования магнитаров сосредоточены в основном на высоких частотах до 1000 МГц и более. При этом зарегистрировать радиоизлучение удается не всегда. Наблюдения на низких частотах, около 100 МГц, представляют интерес по двум причинам. Во-первых, спектр радиоизлучения пульсаров, как указывалось выше, характеризуется степенным законом со спектральным индексом  $\alpha$ , в большинстве случаев от  $-1$  до  $-3$ . Во-вторых, ширина диаграммы излучения многих пульсаров увеличивается с уменьшением частоты. В-тре-

тых, увеличивается рассеяние излучения. Это позволяет иногда обнаружить радиосигнал, если конус радиоизлучения пересечет Землю [6]. Ранее Глушаком и др. [7] сообщалось об обнаружении на БСА ПРАО ФИАН радиоизлучения на частоте 111 МГц от магнитара SGR 0418+5720 и о подтверждении импульсного радиоизлучения от пульсара J1907+0919 (магнитар SGR 1900+14) [8]. Тимиреева и др. [9] провели поиск радиоизлучения магнитара J1836+5925 на 111 МГц на БСА. Они оценили величину верхнего предела плотности потока периодического радиосигнала в 82 мкЯн. Родин и Федорова [10] обнаружили радиоизлучение магнитара SGR 1935+2154 на частоте 111 МГц с плотностью потока 40 мкЯн и мерой дисперсии 320 пк/см<sup>3</sup>.

Установленный на борту космической Обсерватории Свифт имени Нила Герелса (Neil Gehrels Swift Observatory) телескоп 10 октября 2020 г. зафиксировал жесткий всплеск в рентгене, а следующие за ним наблюдения с помощью телескопа мягкого рентгена (Swift X-ray telescope) локализовали новый источник SGR J1830–0645 [4]. По результатам тайминга в течение 34 дней с 10 октября по 13 ноября 2020 г. были получены следующие результаты: сигнал периодический, период  $P = 10.415724(1)$  с, производная периода  $dP/dt = 7(1) \times 10^{-12}$  с/с на эпоху 59133.0 MJD. Следующая отсюда по формуле (1) оценка магнитной индукции дипольного поля  $B_{\text{dip}}$  на полюсе составила  $\sim 5.5 \times 10^{14}$  Гс, потери энергии вращения  $dE_{\text{rot}}/dt \sim 2.4 \times 10^{32}$  эрг/с, а характеристический возраст  $\tau_c = P/(2dP/dt) \approx 24000$  лет. Расстояние до пульсара оценено в пределах от 4 до 10 кпк. Максимальная светимость в пределах энергий 0.3–10 кэВ составляет  $L_x \sim 6 \times 10^{35}$  эрг/с, что в сотни раз превышает  $dE_{\text{rot}}/dt$ . Эти результаты были подтверждены и уточнены позднее наблюдениями с помощью зонда NICER (Neutron Star Interior Composition Explorer) [4]. Наблюдения магнитара, выполненные в октябре-ноябре 2020 г. на радиотелескопе в Сардинии (Sardinia Radio Telescope) на частотах 1.5 и 6.8 ГГц и Парксе (Parkes) на частотах 0.96, 1.6, 2.4 и 3.4 ГГц, не выявили радиосигнала, превышающего 0.1 мкЯн [4]. Настоящая работа посвящена попытке обнаружения радиоизлучения от магнитара SGR J1830–0645 на радиотелескопе БСА ПРАО ФИАН на частоте 111 МГц. Параллельно с наблюдениями SGR J1830–0645 велись регулярные регистрации пульсара J0250+5854, период и мера дисперсии которого известны достаточно хорошо [11]. Его 23.5-секундный период вращения и  $B_{\text{dip}} \sim 5.1 \times 10^{13}$  Гс больше подходили к магнитарам. Позднее Глушаком он был классифицирован как происшедший из популяции магнитаров, а не из популяции пульсаров с сильным магнитным полем



**Рис. 1.** Пульсары SGRs и AXPs в галактической плоскости на фоне распределения плотности атомарного водорода (H1) по данным измерения в линии 21 см. Шкала плотности нанесена на оси ординат справа. Объекты с измеренными расстояниями помечены заполненными кружками, объекты с предполагаемыми расстояниями помечены открытыми кружками (рис. 17 в [14]).

[12]. Еще его можно называть старым или спокойным магнитаром, так же, как пульсары типа XDINS.

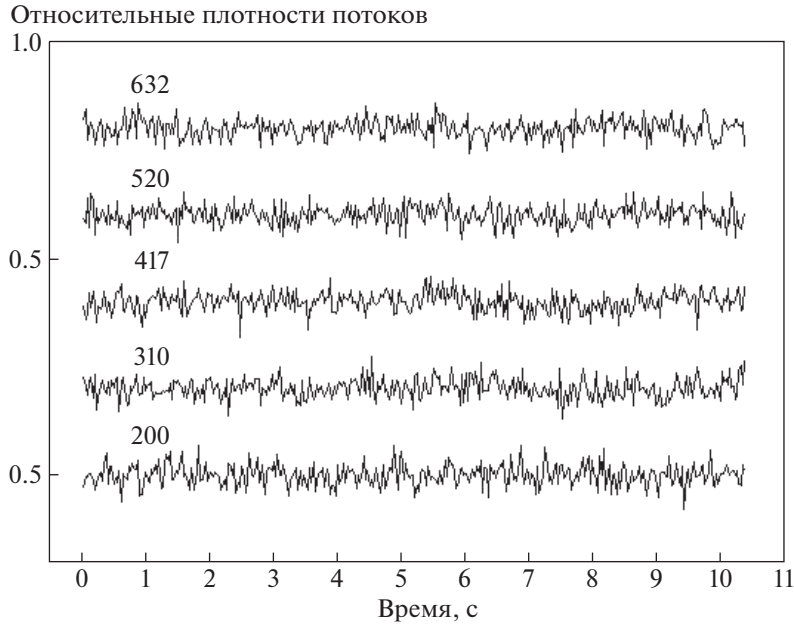
## 2. НАБЛЮДЕНИЯ МАГНИТАРА SGR J1830–0645 НА 111 МГц

Поисковые наблюдения радиосигналов нового магнитара SGR J1830–0645 ведутся с января 2021 г. в ПРАО АКЦ ФИАН на радиотелескопе БСА ФИАН на центральной частоте 111 МГц. В качестве регистратора используется 512-канальный цифровой пульсарный приемник с полосой пропускания 2.5 МГц (4.88 кГц на канал, диапазон рабочих частот 109.5–112.0, интервал считывания сигнала кратен 1.2288 мс). Поляризация линейная в направлении Восток–Запад. Эффективная площадь БСА составляет  $20000 \pm 2000 \text{ м}^2$  [13]. Радиотелескоп БСА ФИАН является меридианным инструментом, и длительность единичной записи космического источника радиоизлучения определяется временем его прохождения через диаграмму направленности антенны, что в зависимости от склонения составляет около 3 и более минут. Эфемериды наблюдений рассчитывались с учетом периода и производной пульсара по данным [4]. Галактические координаты магнитара SGR J1830–0645 близки к галактическим координатам SGR J1833–0832, Swift J1834.9–064 и 1E 1841–045, которые, как полагают [14], распо-

ложены в рукаве Центавра нашей Галактики, поэтому магнитар SGR J1830–0645 также может находиться в этом спиральном рукаве (рис. 1). Ближний край рукава расположен от Земли на расстоянии, превышающем 3 кпк, что соответствует  $DM \sim 100 \text{ пк/см}^3$  согласно современной модели распределения меры дисперсии [15]. Мы исходим из оценки расстояния до магнитара, близкой к 10 кпк [4], согласно которой, следуя модели [15], этому расстоянию соответствует мера дисперсии  $DM \sim 417 \text{ пк/см}^3$ .

Учитывая отсутствие надежных оценок расстояния и, соответственно, меры дисперсии до SGR J1830–0645, обработка наблюдений проводилась с перебором мер дисперсии в интервале от 100 до 700  $\text{пк/см}^3$  с шагом в 5  $\text{пк/см}^3$ , достаточным для регистрации гипотетического сигнала в заданном интервале мер дисперсии на частоте 111 МГц. Наблюдения с помехами исключались. Примеры результатов обработки 95 дней наблюдений для промежуточных значений мер дисперсии 200, 310, 417, 520 и 632  $\text{пк/см}^3$  приведены на рис. 2. Графики получены путем суммирования наблюдательных данных в одном периоде с фиксированной фазой. Как видно из рис. 2, достоверный сигнал не обнаруживается. Это подтверждается обработкой результатов наблюдений и при других мерах дисперсии. Ниже приводятся результаты обработки наблюдений магнитара





**Рис. 2.** Усредненные записи пульсара J1830–0645 в пределах одного периода по результатам 95 дней наблюдений за 2021 г., полученные на частоте 111 МГц для указанных на рисунке мер дисперсии. Графики получены путем суммирования наблюдательных данных в одной фазе, выполнены в одном масштабе и разнесены вдоль оси ординат.

J1830–0645 на частоте 111 МГц, выполненных с 16 января 2021 по 26 декабря 2021 г.

Предельная чувствительность антенны  $S_{\min}$  в мЯн ( $1 \text{ мЯн} = 10^{-29} \text{ Вт/м}^2 \text{ с}$ ), в предположении, что эффективная площадь уменьшается по косинусу зенитного расстояния, определялась по формуле [16]

$$S_{\min} = 2kT_{\text{sys}}/[A_{\text{eff}} \cos z(\Delta t_s \Delta \nu)^{1/2}] \text{ (мЯн)} = T_{\text{sys}}/[G \cos z(\Delta t_s \Delta \nu)^{1/2}] \text{ (мЯн)}, \quad (3)$$

где  $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ Дж/К}$  – постоянная Больцмана,  $T_{\text{sys}} = T_r + T_b$  температура приемной системы ( $T_r$  – температура приемника = 300 К,  $T_b$  – температура фона),  $G = A_{\text{eff}}/2k$  – коэффициент усиления антенны. При эффективной площади  $A_{\text{eff}} = 20\,000 \text{ м}^2$  коэффициент усиления  $G$  составит 7.25 К/Ян. Время накопления  $\Delta t_s$  равняется длительности отсчета 29.5 мс, умноженной на 18 периодов в день и на 95 дней наблюдений, т.е. 50.445 с. Полоса частот  $\Delta \nu = 2.5 \text{ МГц}$ ,  $z$  – зенитное расстояние. Пульсар расположен в галактической плоскости и температура фона в направлении на пульсар на частоте 178 МГц по изофотам яркостной температуры [17] составляет  $\sim 2000 \text{ К}$ . Если принять спектральный индекс фона  $\beta = 2.55$  ( $T_b \sim \nu^{-\beta}$ ) [13] и пересчитать температуру на частоте 111 МГц, то получается 6668 К. Широта телескопа  $\varphi = 54^\circ 49'$ , склонение пульсара  $\delta = -6^\circ 45'$ ,

$z = \varphi - \delta = 61^\circ 34'$  и  $\cos z = 0.476$ . Получаем минимальную величину шума

$$S_{\min} = (300 + 6668)/[7.25 \times 0.476(50.445 \times 2.5)^{1/2}] = 180 \text{ мЯн}. \quad (4)$$

Отношение сигнала к шуму для регистрации на практике составляет  $\geq 3$ . Если принять отношение сигнал/шум равным 3, то  $S_{\min}$  составит 540 мЯн. Величину  $\sim 500 \text{ мЯн}$  можно рассматривать как верхний предел плотности потока магнитара на 111 МГц.

Наблюдения магнитара на европейских радиотелескопах, частично входящих в систему VLBI, проводились по согласованной программе с 11 октября 2020 по 4 февраля 2021 г. Чтобы обеспечить наибольший диапазон частот, применялись полосы Р (300–364 МГц), L (1336–1720 МГц),  $C_1$  (4798–5310 МГц),  $C_2$  (6500–6756 МГц) и X (8287–8543 МГц). Данные передавались в Космическую Обсерваторию Онсала (Швеция) для обработки. Верхние оценки энергии (fluence limits) не превышают 65 Ян мс [18].

Наблюдения магнитара на 100-метровом радиотелескопе Грин Бэнк 13 октября 2020 г. проводились в полосе S (1200–2800 МГц) и в полосе  $C_2$ . Никакого импульсного или периодического сигнала не было зафиксировано. Получены оценки величины верхнего предела плотности потока, равные 7.8 и 6.2 мЯн соответственно [18].

К поиску радиоизлучения был привлечен 34-метровый радиотелескоп, входящий в систему Deep Space Network, расположенный в Канберре (Австралия). Наблюдения выполнялись 12 октября 2020 г. Получены верхние пределы плотности потока в S-полосе 0.14 мЯн и в X-полосе 0.08 мЯн [18].

Отсутствие радиоизлучения от магнитара SGR J1830–0645 на мегагерцах и гигагерцах характерно для большинства магнитаров. Радиоизлучение зафиксировано лишь у нескольких магнитаров в основном на высоких частотах (гигагерцах), оно проявляется в виде радиотранзиентов в периоды умеренной активности магнитаров. Спектр магнитаров проявляется в разных формах: нормальный, плоский, инвертированный и их комбинация [18–20].

### 3. НАБЛЮДЕНИЯ ПУЛЬСАРА J0250+5854

С января 2019 г. и по настоящее время в ПРАО АКЦ ФИАН на частоте 111 МГц ведутся наблюдения 23.5-секундного радиопульсара J0250+5854. Он служит в качестве опорного для контроля за наблюдениями магнитара.

Пульсар J0250+5854 был открыт с помощью радиотелескопа LOFAR в рамках программы Tied-Array All-Sky Survey (LOTAAS) на частоте 135 МГц [11]. До недавнего времени он имел самый большой период среди радиопульсаров, более подходящий для магнитаров. Однако пульсар не был обнаружен в рентгеновском диапазоне. Он принадлежит к числу пульсаров с длинными периодами: PSR J1814–1744 4.0 с [21]; PSR J1847–0130 6.7 с [22]; PSR J2144–3933 8.5 с [23]; PSR J2251–3711 12.1 с [24]. Новый радиопульсар J0901–4046, открытый группой ученых, работающих на радиотелескопе MeerKAT Южноафриканской радиоастрономической обсерватории, имеет период 75.88 с, более чем втрое превышающий период 23.5 с [25]. Недавно получено сообщение об открытии необычно медленного радиотранзиента с периодом 18.18 мин [26]. Пульсары с длинными периодами находятся вблизи линии прекращения радиоизлучения (“линия смерти”) или за “линией смерти” и согласно теоретическим моделям не должны излучать в радиодиапазоне (рис. 3).

Показанные на рисунке “линии смерти”, соответствующие различным моделям выключения пульсара, рассчитаны на основе модели Рудермана-Сазерленда [29]. Вращающаяся в вакууме намагниченная звезда должна генерировать магнитным полем сильные электрические поля. Электроны, ускоренные электрическим полем в вакуумном зазоре с размером  $\sim 100$  м, расположенном над поверхностью звезды, генерируют гамма-кванты, которые рождают каскад электрон-позитронных пар, вызывающих радиоизлу-

чение кривизны. Для поддержания процесса непрерывной генерации электрон-позитронных пар разность потенциалов в зазоре должна быть  $\sim 10^{12}$  вольт. С увеличением периода напряженность электрического поля уменьшается, а размер зазора увеличивается, обеспечивая необходимую разность потенциалов. При превышении величины зазора радиуса полярной шапки напряженность электрического поля резко падает по экспоненте и необходимая разность потенциалов уже не может поддерживаться. В результате генерация пар и вместе с ней радиоизлучение прекращаются. Детальное обсуждение различных модификаций прекращения радиоизлучения, основанных на этой модели, дано в [11].

Альтернативное объяснение процесса прекращения радиоизлучения пульсара предложили Szary et al. [30], в модели которых нет резкого выключения пульсара по мере эволюции. Радиоизлучение генерируется за счет энергии вращения и останавливается при условии, что эффективность радиоизлучения, определяемая как отношение энергии радиоизлучения к энергии вращения, не превышает 1%.

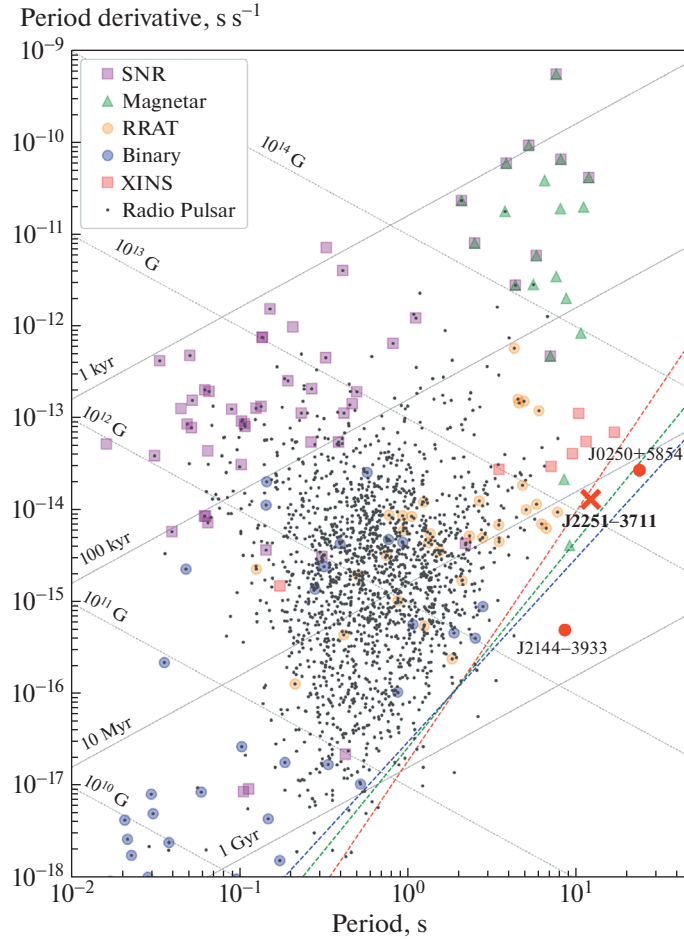
Малов и Мачабели [31] для объяснения наличия долгопериодических пульсаров, периоды которых выходят за пределы линии смерти, предложили оригинальную дрейфовую модель. В рамках этой модели дрейфовые плазменные волны, распространяющиеся поперек линий магнитного поля, вызывают на границе магнитосферы периодические изменения кривизны магнитных силовых линий и таким образом периодически модулируют направление радиоволн так, что наблюдаемый период оказывается в несколько раз больше периода вращения пульсара.

Ниже приводятся результаты обработки 211 дней наблюдений пульсара J0250+5854, выполненных на частоте 111 МГц с 16 апреля 2019 по 31 декабря 2021 г. По полученным данным рассчитана оценка плотности потока радиоизлучения пульсара согласно формуле

$$S_{111} = (S/N) T_{\text{sys}} / [G \cos z (\Delta t_s \Delta \nu)^{1/2}] \text{ (мЯн)}. \quad (5)$$

Для пульсара J0250+5854 отношение сигнал-шум  $(S/N) = 30.28$ . Температура системы  $T_{\text{sys}} = T_r + T_b$ , где  $T_r$  — температура приемника, равная 300 К. Температура фона  $T_b$  в направлении на пульсар на частоте 178 МГц по изофотам яркостной температуры [32] составляет  $\sim 500$  К. Если принять спектральный индекс фона 2.55 и пересчитать температуру на частоту 111 МГц, то получим 1668 К. Коэффициент усиления  $G = 3.0 \pm 0.5$  К/Ян был рассчитан по формуле (6), полученной перестановкой в формуле (5) параметров  $S_{111}$  и  $G$ ,

$$G = (S/N) T_{\text{sys}} / [S_{111} \cos z (\Delta t_s \Delta \nu)^{1/2}] \text{ (К/Ян)}, \quad (6)$$



**Рис. 3.** Диаграмма период – производная периода. В левом верхнем углу даны расшифровки условных символов сверху вниз соответственно: пульсары в остатках сверхновых, магнитары, транзиенты, двойные пульсары, одиночные рентгеновские пульсары и радиопульсары. Пунктирные линии показывают “линии смерти” для различных моделей: красная [27], зеленая и синяя [28]. Также показано положение трех долгопериодических пульсаров J2144–3953, J2251–3711 и J0250+5854 (рис. 3 в [24]).

где  $(S/N)$  – параметр сигнал-шум и  $S_{111}$  – плотности потоков опорных пульсаров V0809+74, V0834+06, V0950+08, V1919+21 и V2217+47 по данным [16] и [33].

Для PSR J0250+5854 время накопления  $\Delta t_s$  равняется длительности отсчета 7.3728 мс, умноженной на 15 периодов в день и на 211 дней наблюдений, т.е. 23.335 с. Полоса частот  $\Delta\nu = 2.5$  МГц. Широта телескопа  $\varphi = 54^\circ 49'$ , склонение пульсара  $\delta = 58^\circ 54'$ ,  $z = |\varphi - \delta| = 4^\circ 05'$  и  $\cos z \sim 1.0$ . В итоге получаем плотность потока J0250+5854

$$S_{111} = 30.28(300 + 1668) / [(3.0 \pm 0.5) \times (23.335 \times 2.5)^{1/2}] = 2600 \pm 433 \text{ (мЯн)}. \quad (7)$$

$S_{111}$  – максимальная величина плотности потока в импульсе. Чтобы получить усредненную по периоду плотность потока  $S_{\text{mean}}$ , надо умножить

$S_{111}$  на отношение полуширины импульса  $W$  к периоду  $P$ :

$$S_{\text{mean}} = S_{111} (W/P) \text{ (мЯн)}, \quad (8)$$

$$S_{\text{mean}} = (2600 \pm 433) \times 86.8 / 23535 = 9.6 \pm 1.6 \text{ мЯн}, \quad (9)$$

что в пределах ошибок согласуется с данными наблюдений LOFAR на частоте 119.6 МГц ( $8.0 \pm 1.4$  мЯн) [11]. Посредством аппроксимации профиля функцией Гаусса получено, что полуширина импульса  $W_{50}$  по наблюдениям на БСА ФИАН на 111 МГц составляет 86.8 мс, а ее отношение к периоду импульса равно 0.00369 (рис. 4), что соответствует 1.3284 в градусной мере. Принимая ошибку измерения в 16%, получим  $W_{50} = 1.3 \pm 0.2$ .

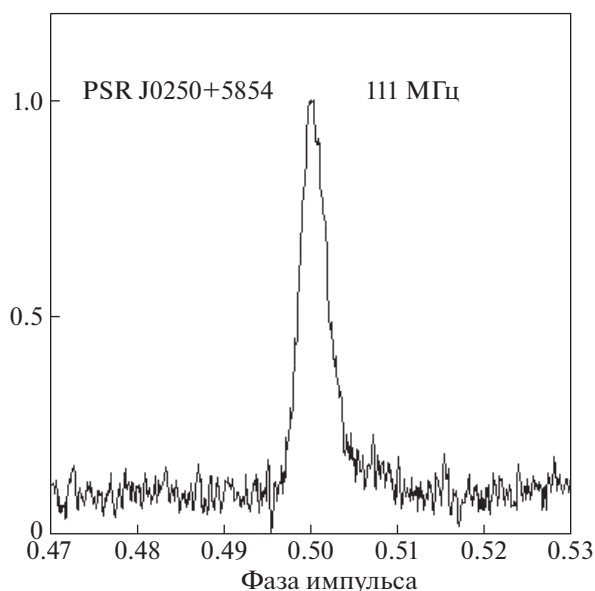
В табл. 1 по данным [34] приводятся результаты измерения  $W_{50}$  пульсара J0250+5854 в градус-

**Таблица 1.** Полуширина профиля  $W_{50}$  PSR J0250+5854 в функции частоты

Телескоп	Центральная частота (МГц)	$W_{50}$
FAST (Китай)	1250	$2.4 \pm 0.1$
GBT (США)	350	$1.08 \pm 0.07$
LOFAR (DE601-Германия)	154	$0.9 \pm 0.1$
LOFAR (UK608-Великобритания)	150	$0.9 \pm 0.1$
LOFAR Core (Нидерланды)	149	$1.21 \pm 0.03$
БСА (Россия)	111	$1.3 \pm 0.2$
NenuFAR (Франция)	57	$2.8 \pm 0.4$

ной мере на различных обсерваториях мира в широком диапазоне длин волн с включением данных БСА ПРАО АКЦ ФИАН, совпадающих с ними по времени наблюдения.

Наблюдаемое уменьшение ширины профиля  $W_{50}$  с увеличением частоты на низких частотах объясняется уменьшением рассеяния радиоизлучения в межзвездной среде. Показатель степени  $\gamma$  частотной зависимости рассеяния ( $\tau_{sc} \propto \nu^\gamma$ ) для нормального распределения неоднородностей рассеивающей среды равен  $-4$ . Увеличение  $W_{50}$  на высоких частотах интерпретируется в рамках модели “ядро-конус”. В этой модели на низких частотах форма импульса формируется узким центральным лучом, в то время как профили, полученные на высоких частотах, оказываются шире вследствие того, что к лучу присоединяется радиоизлучение конуса [34].



**Рис. 4.** Интегральный профиль импульса PSR J0250+5854 на частоте 111 МГц. Шкала абсцисс приведена в долях периода. На оси ординат плотность потока приведена в относительных единицах.

По данным наблюдений пульсара J0250+5854 проводился тайминг по программе TIMAPR [35]. В обработку включены данные за период с 16.04.2019 по 23.05.2022 (58590–59722 MJD). Обработано 285 сеансов. Применялась система астрономических постоянных DE200/LE200. В качестве исходных для обработки данных были приняты следующие параметры на эпоху 57973 MJD, полученные с учетом архивных данных LOTAAS:  $P = 23.535378476(1)$  с,  $dP/dt = 2.716(7) \times 10^{-14}$  [11]. С использованием рассчитанной в [12] регулярной второй производной  $d^2P/dt^2 = -2.4(1) \times 10^{-27}$  с/с<sup>2</sup> с помощью TIMAPR получены следующие параметры пульсара:  $P = 23.535378120(2)$  с,  $dP/dt = 2.750(2) \times 10^{-14}$  с/с. Результаты обработки сведены в табл. 2.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В Пушинской радиоастрономической обсерватории ПРАО АКЦ ФИАН на частоте 111 МГц продолжаются наблюдения нового магнитара SGR J1830–0645. По данным за 2021 г. периодическое или импульсное радиоизлучение на указанной частоте не было обнаружено. Измерен верхний предел плотности потока магнитара на 111 МГц:  $\sim 500$  мЯн. В качестве контрольного радиоисточника использовался 23.5-секундный радиопульсар J0250+5854. По данным наблюдений PSR J0250+5854 на 111 МГц плотность потока оценена в  $9.6 \pm 1.6$  мЯн. Ширина импульса на уровне половинной мощности составила 86.8 мс, а ее отношение к периоду импульса равно 0.00369, что соответствует  $\sim 1.3^\circ$  в градусной мере. Увеличение полуширины импульса на высоких частотах может быть объяснено в рамках модели радиоизлучения ядро-конус, в которой на высоких частотах к радиоизлучению ядра присоединяется радиоизлучение конуса, что и приводит к расширению импульса. Получены значения параметров пульсара на эпоху 57973 MJD: период  $P = 23.535378120(2)$  с, первая производная периода  $dP/dt = 2.750(2) \times 10^{-14}$  с/с, регулярная вторая производная периода  $d^2P/dt^2 = -2.4(1) \times 10^{-27}$  с/с<sup>2</sup>.

**Таблица 2.** Параметры PSR J0250+5854

Исходные параметры	Значение
Прямое восхождение $\alpha$ (2000)	02 <sup>h</sup> 50 <sup>m</sup> 17 <sup>s</sup> .78(3)
Склонение $\delta$ (2000)	58°54′01″.3(2)
Период вращения $P$	23.535378476(1) с
Производная периода вращения $dP/dt$	$2.716(7) \times 10^{-14}$ с/с
Мера дисперсии DM	45.281(3) пс/см <sup>3</sup>
Эпоха	57973 MJD
Временная шкала	UTC
Система астрономических постоянных	DE200/LE200
Измеренные и расчетные (*) параметры	Значение
Временной интервал	(58590–59722) MJD
Период вращения $P$	23.535378120(2) с
Производная периода вращения $dP/dt$	$2.750(2) \times 10^{-14}$ с/с
*Регулярная вторая производная периода вращения $d^2P/dt^2$	$-2.4(1) \times 10^{-27}$ с/с <sup>2</sup>
*Магнитная индукция на полюсе	$\sim 5.1 \times 10^{13}$ Гс
*Характеристический возраст $\tau_c$	$\sim 1.36 \times 10^7$ лет
*Регулярный параметр торможения	$\sim 77$
$n = 2 - P(d^2P/dt^2)/(dP/dt)^2$	

**БЛАГОДАРНОСТИ**

Авторы выражают признательность И.Ф. Малову и Р.Д. Дагкесаманскому за прочтение рукописи, конструктивные советы и полезные замечания, способствовавшие улучшению работы. Авторы благодарят сотрудников научно-технического отдела ПРАО за надежное и качественное обеспечение радиоастрономических наблюдений, а также рецензента за высказанные замечания.

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. И. Ф. Малов *Радиопульсары* (М.: Наука, 2004).
2. S. Mereghetti, J. A. Pons, and A. Melatos, *Space Sci. Rev.* **191**, 315 (2015).
3. R. Turolla, S. Zane, and A. L. Watts, arXiv: astro-ph/1507.02924v1 (2015).
4. F. C. Zelati, A. Borghese, G. L. Israel, N. Rea, P. Esposito, M. Pilia, M. Burgay, A. Possenti, A. Corongiu, A. Riodolfi, C. Dehman, D. Vigano, R. Turolla, S. Zane, A. Tiengo, and E. F. Keane, *Astrophys. J. Lett.* **907**, L34 (2021).
5. A. A. Abdo, M. Ajello, A. Allafort, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, M. G. Baring, D. Bastieri, A. Belfiore, R. Bellazzini, R. Bhattacharyya, E. Bissaldi, E. D. Bloom, E. Bonamente, E. Bottacini, T. J. Brandt, J. Bregeon, M. M. Brigida, P. Bruel, R. Buehier, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **208**, 17A (2013).
6. J. M. Grießmeier, D. A. Smith, G. Theureau, T. J. Johnson, M. Kerr, L. Bondonneau, I. Cognard, and M. Serylak, *Astron. and Astrophys.* **654**, 14 (2021).
7. A. P. Glushak, D. V. Dumsky, and B. Ya. Losovsky, *Astronomicheskii Tsirkulyar*, 1609, 1 (2014).
8. A. P. Glushak, B. Ya. Losovsky, and D. V. Dumsky, *Astronomicheskii Tsirkulyar*, 1621, 1 (2015).
9. M. Timirkeeva, I. Malov, V. Malofeev, and O. Malov, *Open Astronomy* **30**, 119 (2021).
10. A. E. Rodin, V. F. Fedorova, *Astronomy Reports* **66**, 32 (2022).
11. C. M. Tan, C. G. Bassa, S. Cooper, T. J. Dijkema, P. Esposito, J. W. T. Hessels, V. I. Kondratiev, M. Kramer, D. Michilli, S. Sanidas, T. W. Shimwell, B. W. Stappers, J. van Leeuwen, I. Cognard, J. M. Grießmeier, A. Karastergiou, E. F. Keane, C. Sobey, and P. Weltewrede, *Astrophys. J.* **866**, 54 (2018).
12. А. П. Глушак, *Астрон. журн.* **97**, 7, 581 (2020).
13. С. А. Тюльбашев, В. С. Тюльбашев, В. В. Орешко, С. В. Логвиненко, *Астрон. журн.* **93**, 177 (2016).
14. T. Enoto, S. Shibata, T. Kitaguchi, Y. Suwa, T. Uchide, H. Nishioka, S. Kisaka, T. Nakano, H. Murakami, and K. Makishima, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **231**, 21 (2017).
15. J. M. Yao, R. N. Manchester, and N. Wang, *Astrophys. J.* **835**, 29 (2017).
16. В. М. Малюфеев, О. И. Малов, Н. В. Щеголева, *Астрон. журн.*, **77**, 499 (2000).
17. A. J. Turtle and J. E. Baldwin, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **124**, 369 (1962).
18. G. Younes, C.-P. Hu, K. Bansal, P. S. Ray, A. B. Pearlman, F. Kirsten, Z. Wadiasingh, E. Gogus, M. G. Baring, T. Enoto, Z. Arzoumanian, K. C. Gendreau, C. Kouveliotou, T. Guver, A. K. Harding, W. A. Majid, H. Blumer, J. W. T. Hessels, M. P. Gawronski, V. Bezrukovs, and

- A. Orbidans*, arXiv:2201.05504v1 [astro-ph. HE] 14 Jan 2022.
19. *A. B. Pearlman, W. A. Majid, and T. A. Prince*, arXiv:1902.107112v1 [astro-ph.HE] 27 Feb 2019.
  20. *C.-Y. Chu, C.-Y. Ng, A. K. H. Kong, and H.-K. Chang*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **503**, 1214, (2021).
  21. *F. Camilo, V. M. Kaspi, A. G. Lyne, R. N. Manchester, J. F. Bell, N. D'Amico, N. P. F. McKau, and F. Crawford*, Astrophys. J. **541**, 367 (2000).
  22. *M. A. Mc Laughlin, I. H. Stairs, V. M. Kaspi, D. R. Lorimer, M. Kramer, A. G. Lyne, R. N. Manchester, F. Camilo, G. Hobbs, A. Possenti, N. D'Amico, and A. J. Faulkner*, Astrophys. J. Lett. **591**, L135 (2003).
  23. *M. D. Young, R. N. Manchester, and S. Jonston*, Nature **400**, 848 (1999).
  24. *V. Morello, E. F. Keane, T. Enoto, S. Guillot, W. C. G. Ho, A. Jameson, M. Kramer, B. W. Stappers, M. Bailes, E. D. Barr, S. Bhandari, M. Caleb, C. M. L. Flynn, F. Jankowski, S. Johnston, W. van Straten, Z. Arzoumanian, S. Bogdanov, K. C. Jendreau, and C. Malacaria*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **493**, 1165 (2020).
  25. *M. Caleb, I. Heywood, K. Rajwade, M. Malenta, B. W. Stappers, E. Barr, W. Chen, V. Morello, S. Sanidas, J. van den Eijnden, M. Kramer, D. Buckley, J. Brink, S. E. Motta, P. Woudt, P. Weltewrede, F. Jankowski, M. Surnis, S. Buchner, M. C. Bezuidenhout, L. N. Dreissen, and R. Fender*, Nature Astronomy, Advanced Online Publication, arXiv:2206.01346 (2022).
  26. *N. Hurley-Walker, X. Zhang, A. Bahramian, S. J. McSweeney, T. N. D'Doherty, P. J. Hancock, J. S. Morgan, G. E. Anderson, G. H. Heald, and T. J. Galvin*, Nature **601**, 526 (2022).
  27. *K. Chen and M. Ruderman*, Astrophys. J. **402**, 264 (1993).
  28. *B. Zhang, A. K. Harding, and A. G. Muslimov*, Astrophys. J. Lett. **531**, L135 (2000).
  29. *M. A. Ruderman and P. G. Sutherland*, Astrophys. J. **196**, 51 (1975).
  30. *A. Szary, B. Shang, G. Melikidze, J. Gil, and R.-N. Xu*, Astrophys. J. **784**, 59 (2014).
  31. *И. Ф. Малов, Г. З. Мачабели* Аномальные пульсары (М.: Наука, 2009).
  32. *A. J. Turtle and J. E. Baldwin*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **124**, 459 (1962).
  33. *V. A. Izvekova, A. D. Kuzmin, V. M. Malofeev, Yu. P. Shitov*, Astrophys. Space Sci. **78**, 47 (1981).
  34. *C. N. Agar, P. Weltevrede, L. Bondonneau, J.-M. Grießmeier, J. W. T. Hessels, W. J. Huang, A. Karastergiou, M. J. Keith, V. I. Kondratiev, J. Künsemöller, D. Li, B. Peng, C. Sobey, B. W. Stappers, C. M. Tan, G. Theureau, H. G. Wang, C. M. Zhang, B. Cecconi, J. N. Girard, A. Loh, and P. Zarka*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **508**, 1102 (2021).
  35. *О. В. Дорошенко, С. М. Копейкин*, Астрон. журн. **67**, 986 (1990).

## К ПРОБЛЕМЕ СТАТУСА ЗВЕЗДЫ SCHULTE 12 В АССОЦИАЦИИ Cyg OB2

© 2022 г. В. Г. Клочкова<sup>1,\*</sup>, Е. С. Ислентьева<sup>1</sup>, В. Е. Панчук<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

\*E-mail: Valentina.R11@yandex.ru

Поступила в редакцию 01.09.2022 г.

После доработки 30.09.2022 г.

Принята к публикации 30.09.2022 г.

В произвольные даты 2001–2022 гг. на 6-метровом телескопе БТА с эшелле спектрографом НЭС получены спектры высокого разрешения LBV-кандидата Schulte 12 в ассоциации Cyg OB2. Найдена переменность со временем эмиссионного профиля  $H_{\alpha}$  и абсорбций He I, Si II. Для 10 дат наблюдений выявлена переменность лучевой скорости с амплитудой  $\Delta V_r \approx 8$  км/с относительно среднего значения гелиоцентрической скорости  $V_r = -15.6 \pm 2.6$  км/с, что указывает на присутствие компаньона в системе. На основании надежных измерений интенсивности выборки DIBs получен избыток цвета  $E(B - V) = 1.74 \pm 0.03^m$ . Это приводит к величине межзвездного поглощения  $A_v \approx 5.6^m$ , что составляет лишь около половины полного поглощения. Принимая современные параметры Schulte 12, включая параллакс по Gaia EDR3, мы оценили ее абсолютную величину  $M_v \approx -9.2^m$  и светимость  $\lg(L/L_{\odot}) \approx 5.5$ , что не превышает предела Хэмфрис–Дэвидсона.

*Ключевые слова:* массивные звезды, эволюция, LBV кандидаты, оптические спектры, переменность

DOI: 10.31857/S0004629922110093

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Горячая звезда высокой светимости Schulte 12 (нумерация согласно работе [1]), потомок далеко проэволюционировавшей массивной звезды, является членом звездной ассоциации Cyg OB2. Будучи довольно близкой (согласно данным Gaia EDR3, ее параллакс  $\pi = 0.5895 \pm 0.0518$  mas<sup>1</sup>), эта звезда изучена довольно хорошо — база данных SIMBAD содержит для нее свыше 390 публикаций. Cyg OB2 известна как богатейшая по количеству массивных OB-звезд группировка в Галактике [2, 3]. Незначительная удаленность ассоциации ( $\approx 1.6$  кпк) позволяет детально исследовать проэволюционировавшие звезды в ее составе, что важно для изучения особенностей эволюции массивных звезд. Schulte 12 (=MT 304 в списке [2]) издавна считается ярчайшей звездой в Галактике (см. статью [4] и ссылки в ней). Учитывая высокую светимость звезды в сочетании с нестабильностью фотометрических и спектральных данных, Массей и Томпсон [3] отнесли ее к зарождающимся LBV-звездам.

Кларк и др. [5], используя данные спектрального и фотометрического мониторинга Schulte 12, оценили ее параметры и пришли к выводу о том, что светимость этой звезды превышает предел

Хэмфрис–Дэвидсона. В последующее десятилетие решению этого загадочного феномена посвящено немало исследований, основной метод которых — долговременный фотометрический и спектральный мониторинг. Результаты и выводы разных авторов порой противоречивы. К примеру, авторы работы [6], проанализировав данные многолетних наблюдений Schulte 12 в рентгеновском и оптическом диапазоне, нашли возможные значения периода переменности и рассчитали предварительные параметры двойной системы. Однако, основываясь на параллаксе Gaia DR2, эти авторы пришли к выводу о том, что Schulte 12 на диаграмме Герцшпрунга–Рассела расположена далеко от предела Хэмфрис–Дэвидсона и скорее является не гипергигантом, а нормальным сверхгигантом.

Авторы работы [7], выполнив спектроскопию Schulte 12 в 2001–2011 гг., нашли признаки переменности лучевой скорости  $V_r$  этой звезды. В последующее десятилетие поиск переменности  $V_r$  продолжался (см. публикации [8, 9] и ссылки в них). Однако, будучи довольно близкой, Schulte 12 слаба в оптическом диапазоне из-за экстремально высокого поглощения [10], что усложняет выполнение ее спектрального мониторинга с высоким разрешением. Имеющиеся публикации пока

<sup>1</sup> mas — milli arc second, угловая миллисекунда.

основаны лишь на ограниченных выборках спектров [5–7, 11].

Полноценный спектральный мониторинг Schulte 12, необходимый для выяснения причины переменности  $V_r$  и для определения параметров переменности, к настоящему времени не проведен. Это стимулировало проведение многолетних наблюдений на 6-метровом телескопе БТА, и в данной статье мы представляем результаты, полученные на основе спектроскопии Schulte 12 в 2001–2022 гг. с высоким спектральным разрешением в интервале длин волн шириной 250–300 нм. Основная задача данной работы состоит в поиске переменности спектральных деталей и поведения со временем картины лучевой скорости. Методы наблюдений и обработки спектрального материала кратко описаны в разделе 2, полученные результаты приведены в разделе 3. Их обсуждение и выводы представлены в разделе 4.

## 2. ЭШЕЛЛЕ СПЕКТРОСКОПИЯ НА БТА

Спектры LBV-кандидата Schulte 12 получены с эшелле спектрографом НЭС [12], стационарно расположенном в фокусе Нэсмита 6-метрового телескопа БТА. Даты наблюдений звезды в 2001–2022 гг. приведены в табл. 1. Последний год спектрограф оснащен матрицей ПЗС с числом элементов  $4608 \times 2048$ , размер элемента  $0.0135 \times 0.0135$  мм; шум считывания  $1.8e^-$ . Регистрируемый за одну экспозицию диапазон длин волн  $\Delta\lambda = 470\text{--}778$  нм. В 2001–2011 гг. мы использовали ПЗС с числом элементов  $2048 \times 2048$ . Для уменьшения потерь потока на входной щели спектрограф НЭС снабжен резателем изображения звезды. С использованием резателя каждый спектральный порядок повторяется трижды. Спектральное разрешение НЭС  $R = \lambda/\Delta\lambda \geq 60000$ . В спектрах Schulte 12 отношение уровня сигнала к шуму вдоль порядка изменяется от 10 до 40. В данной работе мы привлекли также спектр Schulte 12, полученный в 2001 г. с эшелле спектрографом PFES в первичном фокусе БТА, обеспечивающим умеренное разрешение. Детальное описание этого спектрографа дано в статье [13].

Экстракция одномерных данных из двумерных эшелле изображений выполнена с использованием модифицированного с учетом геометрии нашего эшелле кадра контекста ECHELLE пакета MIDAS. Все детали процедуры описаны Юшкиным и Клочковой [14]. Следы космических частиц удалены стандартным приемом – за счет медианного усреднения пары спектров, полученных последовательно. Для калибровки длин волн использовалась Th–Ag лампа. Все последующие шаги в обработке одномерных спектров выполнены с использованием современной версии пакета DECH20t, разработанного Г. Галазутдиновым.

Систематическая ошибка измерений гелиоцентрической лучевой скорости  $V_r$  по набору теллурических деталей и межзвездных линий дублета Na I не превышает 0.25 км/с по одной линии; ошибка измерения  $V_r$  по широким абсорбциям не превышает 0.5 км/с. Для усредненных значений скорости в табл. 1 ошибки составляют 0.6–2.4 км/с в зависимости от типа измеренных линий. Для отождествления деталей в спектрах Schulte 12 мы использовали списки линий из статьи [11]. Дополнительно были привлечены работы по спектроскопии родственных объектов [15, 16].

## 3. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

### 3.1. Профили $H_\alpha$ и других линий

Оптический спектр Schulte 12 не производит особого впечатления среди спектров других горячих проэволюционировавших звезд высокой светимости. Для сравнения используем результаты спектроскопии звезды MWC 314, близкой к Schulte 12 по ряду параметров. MWC 314 имеет экстремально высокую светимость и близкую к Schulte 12 температуру, не имеет существенной фотометрической переменности, поэтому считается LBV-кандидатом. Но в отличие от Schulte 12, оптический спектр MWC 314 содержит богатое разнообразие особенностей, ожидаемых в спектре LBV-звезды: мощные эмиссии H I и He I, разрешенные (Si II, Fe II) и запрещенные ([N II], [Ca II], [Fe II] и других металлов) эмиссии, зачастую с двухпиковым профилем [17, 18]. Спектр Schulte 12 в основном содержит абсорбции ионных легких элементов, исключением является эмиссия  $H_\alpha$  с необычным и переменным профилем, что хорошо видно на рис. 1. Тип профиля  $H_\alpha$  и его характер напоминает картину переменности этой эмиссии в спектрах голубого гипергиганта HD 183143 (см. [16], рис. 5). Однако в спектрах HD 183143 нижняя часть пьедестала профиля  $H_\alpha$  существенно уже, чем в спектрах Schulte 12.

Помимо эмиссионного профиля  $H_\alpha$  спектры Schulte 12 содержат слабые эмиссии на длинах волн  $\lambda \approx 7495$  и  $7513$  Å. Обе детали отождествлены как эмиссии Fe II, они содержатся и в спектрах родственного гипергиганта HD 183143 [16]. Интенсивность второй эмиссии Fe II  $\lambda 7513.17$  Å в спектре Schulte 12 выше, ее эквивалентная ширина для разных дат наших наблюдений составляет  $W_\lambda = (0.04\text{--}0.08)$  Å. По 6 нашим спектрам с эмиссией Fe II  $\lambda 7513.17$  Å, включая спектр с умеренным разрешением от 12.06.2001, получаем среднее значение скорости, соответствующей положению этой эмиссии:  $V_r(7513) = -19.0 \pm 3.1$  км/с. Среднее значение без учета спектра за 12.06.2001,  $V_r(7513) = -21.7 \pm 1.3$  км/с, мало отличается от



**Таблица 1.** Результаты измерений гелиоцентрической скорости  $V_r$  в спектрах Schulte 12 по разным типам линий

Дата JD	$\Delta\lambda$ , нм	$V_r$ , км/с		
		Абсорбции	Абсорбции “main”	DIBs
1	2	3	4	5
12.06.2001	454–793	$-10.1 \pm 2.0$	$-13.5 \pm 1.4$	$-9.0 \pm 0.5$
2452073.48		(28)	(11)	(32)
12.04.2003	528–676	$-24.0 \pm 0.6$	$-22.4 \pm 0.6$	$-10.7 \pm 0.4$
2452742.47		(24)	(12)	(18)
08.12.2006	447–594	$-22.7 \pm 1.1$	$-22.1 \pm 1.3$	$-9.5 \pm 1.2$
2454078.27		(17)	(10)	(19)
26.09.2010	522–669	$-9.4 \pm 0.8$	$-8.4 \pm 1.4$	$-9.4 \pm 0.6$
2455466.32		(30)	(6)	(30)
19.11.2010	522–669	$-10.5 \pm 0.7$	$-11.0 \pm 0.8$	$-10.0 \pm 0.3$
2455520.28		(27)	(9)	(16)
11.08.2017	470–778	$-2.6 \pm 0.6$	$-1.84 \pm 0.8$	$-10.0 \pm 0.5$
2457976.51		(47)	(9)	(45)
09.12.2019	470–778	$-21.3 \pm 0.6$	$-19.7 \pm 1.2$	$-10.4 \pm 0.4$
2458826.22		(38)	(11)	(45)
07.08.2020	470–778	$-20.0 \pm 1.2$	$-23.5 \pm 1.4$	$-10.7 \pm 0.2$
2459068.52		(34)	(10)	(38)
26.10.2021	470–778	$-10.1 \pm 2.4$	$-8.1 \pm 1.9$	$-10.8 \pm 0.4$
2459514.24		(26)	(6)	(41)
11.06.2022	470–778	$-25.0 \pm 0.8$	$-25.4 \pm 1.1$	$-10.2 \pm 0.2$
2459742.44		(47)	(11)	(15)

**Примечание.** В скобках указано число спектральных деталей, использованных при усреднении.

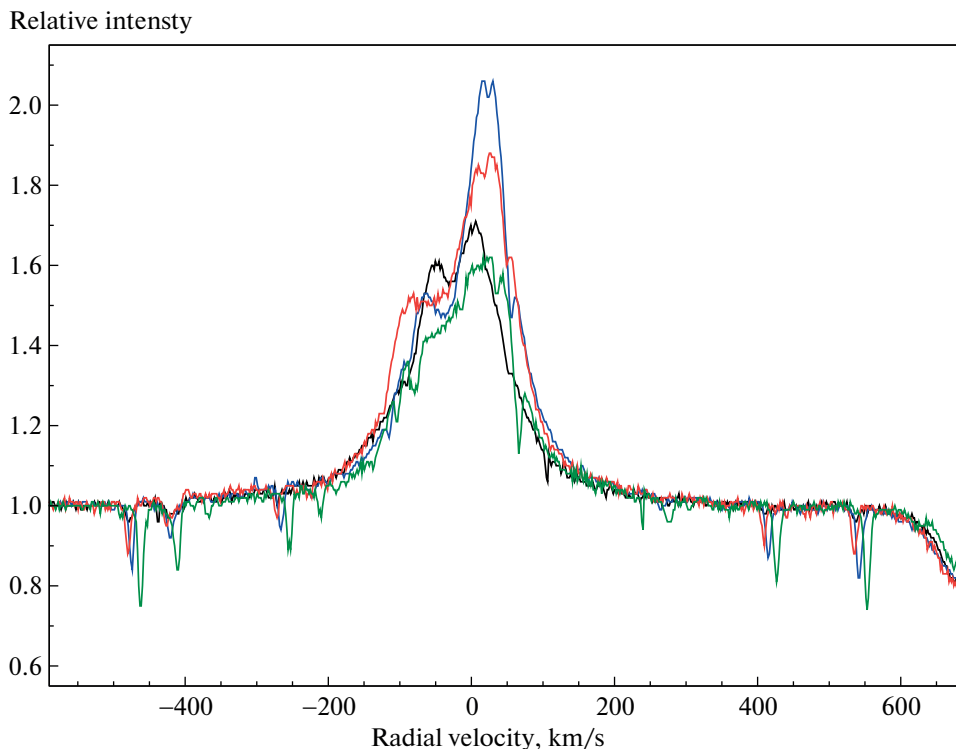
предыдущего, но имеет существенно меньшую ошибку. Областью формирования этой эмиссии, вероятно, является газовая околос звездная среда, поэтому в качестве системной скорости для Schulte 12 может быть принято значение  $V_{\text{sys}} = -21.7 \pm 1.3$  км/с. Это значение скорости не совпадает со средним значением  $V_{\text{sys}} \approx -10.3$  км/с для членов Суг ОВ2 в работе [3], но на гистограмме скоростей для ассоциации попадает в нормальную область значений  $V_{\text{sys}}$ . Отметим, что чисто эмиссионный профиль линии Mg II  $\lambda$  10952 Å центрируется вблизи  $V_r = -25$  км/с в спектрах Schulte 12, приведенных на фрагменте рис. 5 в работе [6]. Эти авторы использовали среднее положение двух эмиссий, Fe II  $\lambda$  7513 и Mg II  $\lambda$  10952 Å для оценки параметров предполагаемой двойной системы с периодом около 108 дней.

Рисунок 1 демонстрирует существенные вариации формы и интенсивности лишь в верхней части профиля  $H_\alpha$ . Нижняя часть профиля  $H_\alpha$  с крыльями шириной свыше 400 км/с имеет вид

симметричного и стабильного пьедестала. Более детально вариации профиля  $H_\alpha$  в спектрах Schulte 12 для различных дат наблюдений иллюстрирует рис. 2. Положение вертикальной штриховой линии на всех фрагментах этого рисунка соответствует скорости  $V_r(7513) = -21.7$  км/с, принятой в качестве системной.

### 3.2. Картина лучевых скоростей

Результаты наших измерений гелиоцентрической лучевой скорости  $V_r$  по линиям разного типа в спектрах Schulte 12 суммированы в табл. 1. Коротковолновая часть спектров непригодна для измерений из-за экстремального поглощения, поэтому в основном мы проводили измерения деталей спектров в области длин волн  $\lambda \geq 5000$  Å. Кроме того, в расчет средних значений  $V_r$  не привлекались линии He I и Si II из-за значительной асимметрии и переменности их профилей. Эти особенности линий He I хорошо видны на примере линии He I  $\lambda$  5876 Å на рис. 3, где показаны



**Рис. 1.** Профили  $H_{\alpha}$  в 2010–2021: 26.09.2010 (синяя линия), 11.08.2017 (зеленая), 09.12.2019 (красная), и 26.10.2021 (черная). Здесь и на профилях в последующих рисунках теллурические детали не удалены.

профили для нескольких дат наблюдений. Положение абсорбционного ядра линии меняется в интервале значений: от +30 до –38 км/с. На рис. 4 представлен фрагмент двух спектров, содержащий абсорбции Si II  $\lambda$  6347 и 6371 Å для двух дат наблюдений. Здесь хорошо видна переменность формы профиля линий Si II и положения их ядер, а также вытянутость коротковолнового крыла их профилей из-за воздействия ветра. В то же время, как и следовало ожидать, межзвездные полосы на этом рисунке стационарны: не меняется ни их форма, ни положение.

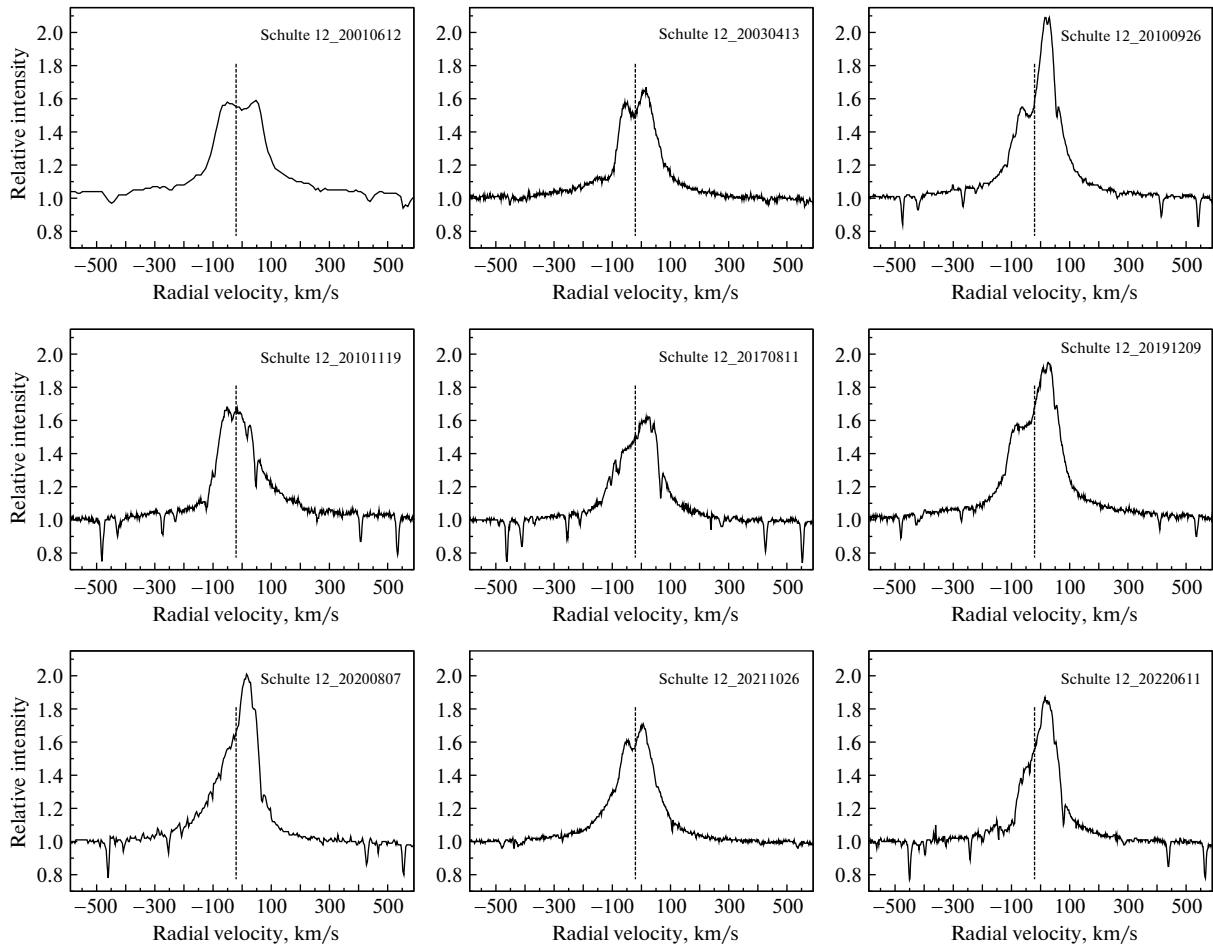
Столбец 3 в табл. 1 содержит среднее значение  $V_r(\text{abs})$  для каждой даты по всем отождествленным симметричным абсорбциям в соответствующем спектре. В столбце 4 приведены средние значения  $V_r$  по выборке самых надежных абсорбций без видимых особенностей профилей (N II, C II, Si III, Al III), которые в данном тексте мы назовем “main” (см. табл. 2). Средние значения  $V_r$  в столбцах 3 и 4 табл. 1 значительно меняются от даты к дате. Средние из столбца 3 меняются с амплитудой  $\Delta V_r(\text{abs}) = 7.8$  км/с относительно среднего по всем датам  $V_r(\text{abs}) = -15.5 \pm 2.6$  км/с. На основе измерений положений “main” линий, перечисленных в столбце 4, среднее по датам значение  $V_r(\text{main}) = -15.6 \pm 2.6$  км/с мало отличается от

средней скорости  $V_r(\text{abs})$  по всем симметричным абсорбциям, но имеет несколько большую амплитуду переменности скорости,  $\Delta V_r = 8.1$  км/с. Таким образом, переменность лучевой скорости в спектре Schulte 12 с амплитудой около 8 км/с не вызывает сомнения.

Авторы недавней работы [8] изучили переменность  $V_r$  для нескольких LBV и LBV-кандидатов, включая Schulte 12. Используя спектры высокого разрешения, полученные со спектрографом HERMES, и метод кросс-корреляции на базе избранных линий, они получили высокую долю двойственности,  $\approx 62\%$ , среди этих объектов. Для Schulte 12, используя несколько линий N II, линии He I  $\lambda$  1 5876 и Si II  $\lambda$  6347, они получили полное изменение скорости  $\Delta V_{r,\text{max}} = 24.2$  км/с за 3658 дней, что близко и к нашим данным из табл. 1.

### 3.3. Околзвездные и межзвездные детали

Schulte 12 издавна известна как одна из наиболее покрасневших звезд. Еще в 1954 г., базируясь на фотоэлектрических наблюдениях, Морган и др. [19] отметили, что значение показателя цвета,  $(B - V) = +3.01^m$ , у Schulte 12 самое большое среди горячих звезд и приводит к величине межзвездного поглощения от 9 до  $10^m$ . Авторы недавних пуб-



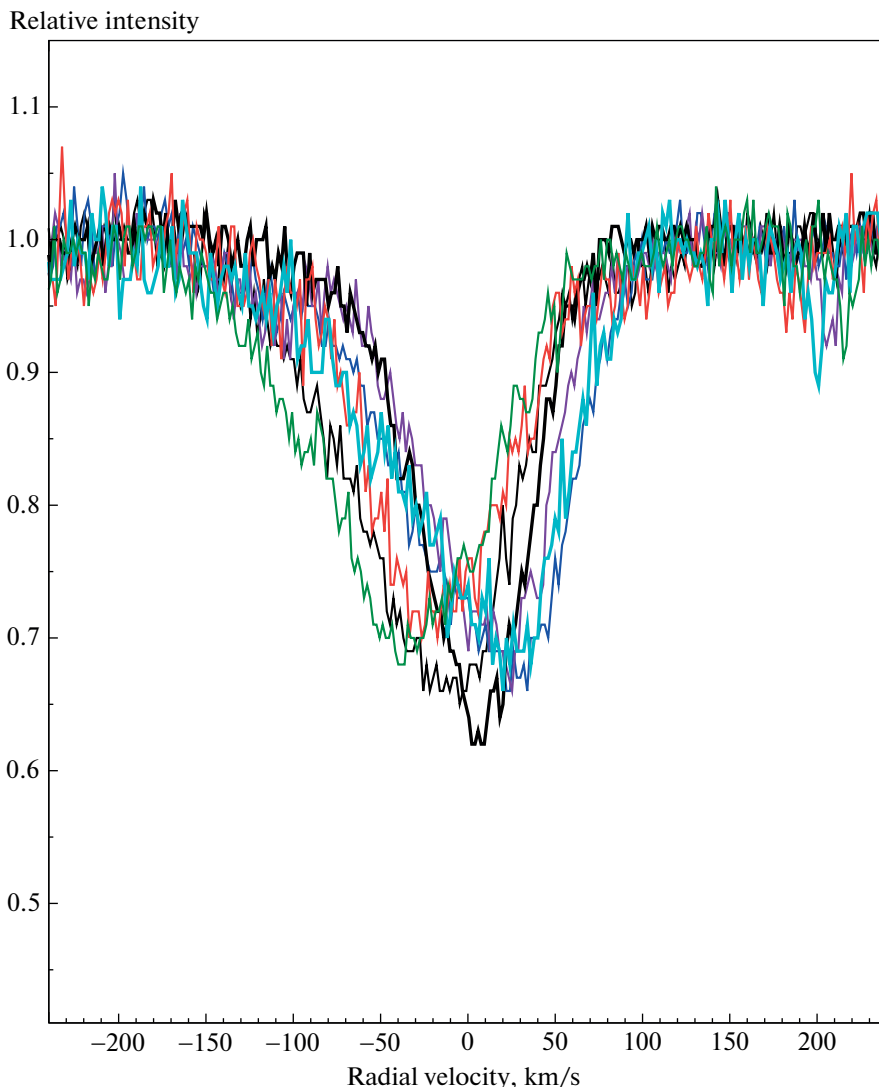
**Рис. 2.** Переменность профиля  $H_{\alpha}$  в спектрах Schulte 12. Положение вертикальной линии соответствует скорости  $V_r(7513) = -21.7$  км/с, принятой в качестве системной.

ликаций [5, 10], моделируя спектрофотометрические данные для Schulte 12, определили столь же высокое полное поглощение,  $A_v \approx 10^m$ .

Schulte 12 также известна как звезда, оптический спектр которой содержит множество межзвездных полос (DIBs), надежно отождествленных в статье [11]. Подчеркнем, что DIBs доминируют среди иных абсорбций в спектре звезды. Две такие полосы содержит фрагмент на рис. 4, включающий и две абсорбции Si II  $\lambda 6347$  и  $6374 \text{ \AA}$ . В столбце 5 табл. 1 мы приводим информацию о средних лучевых скоростях  $V_r(\text{DIBs})$  для каждого из имеющихся у нас спектров. Среднее по всем датам наблюдений значение скорости  $V_r(\text{DIBs}) = -10.0 \pm 0.2$  км/с хорошо согласуется с аналогичной величиной, измеренной в спектрах 12 других членов ассоциации Cyg OB2 [7].

Многокомпонентный профиль линии Na I  $\lambda 5889 \text{ \AA}$  в спектрах Schulte 12 в 2019 и 2021 г. показан на рис. 5. Короткая вертикальная линия на

этом рисунке указывает положение межзвездной линии KI  $\lambda 7699 \text{ \AA}$ , ее усредненное по пяти нашим спектрам положение,  $V_r(\text{KI}) = -9.5 \pm 0.2$  км/с, хорошо согласуется с усредненным значением скорости  $V_r(\text{DIBs}) = -10.0 \pm 0.2$  км/с. Самая коротковолновая абсорбция “1” профиля Na I D-линий, положение которой ( $V_r = -32.0 \pm 0.4$  км/с) не меняется от даты к дате наблюдений, вероятно, формируется в околзвездной оболочке. Околзвездное происхождение этой детали подтверждается и малой шириной ее профиля, около 10 км/с. Абсорбция с близким положением,  $V_r \approx -30$  км/с, зафиксирована и в спектрах других В-звезд в составе Cyg OB2 [7]. Учитывая принятое значение системной скорости  $V_{\text{sys}} = -21.7 \pm 1.3$  км/с, можем оценить скорость расширения оболочки:  $V_{\text{exp}} \approx 10$  км/с. Следующий столь же узкий компонент “2” на профилях D-линий дублета NaI,  $V_r \approx -16$  км/с, может также иметь околзвездное происхождение, однако, это пока



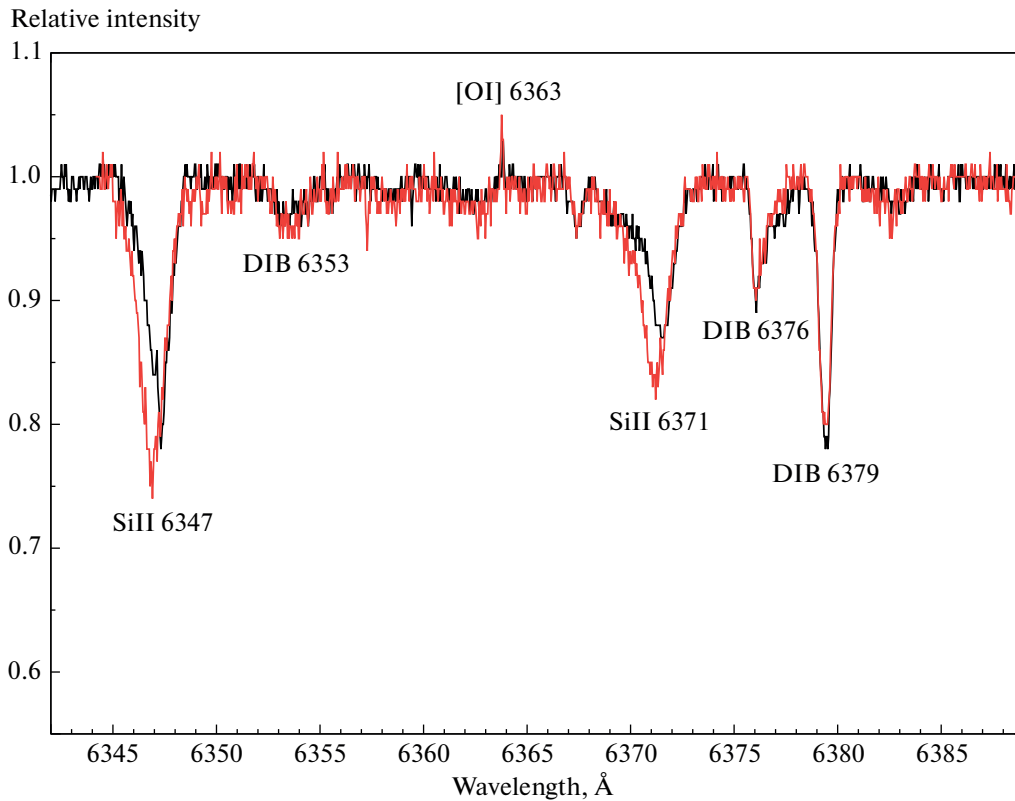
**Рис. 3.** Переменность профиля линии He I 5876 Å в спектрах Schulte 12 для дат: 13.04.2003 (черная тонкая линия), 08.12.2006 (синяя), 19.11.2010 (сиреневая), 11.08.2017 (фиолетовая), 09.12.2019 (красная), 26.10.2021 (черная жирная линия), 11.06.2022 (темно-зеленая).

остается на уровне предположения. Компонент “3” возникает в межзвездной среде, где формируются множество DIBs и линия K I.

Ранее Ченцов и др. [7] по спектрам БТА + НЭС изучили поглощение для 13 горячих звезд в составе Cyg OB2, включая и Schulte 12. Используя межзвездные компоненты D-линий Na I и межзвездную полосу DIB  $\lambda 5797$ , эти авторы подтвердили экстремально высокое покраснение для Schulte 12 и предположили вклад околозвездной среды, что хорошо иллюстрирует рис. 16 в их публикации [7]. Марьева и др. [10], исследовав поведение поглощения в ассоциации Cyg OB2, нашли рост покраснения в направлении на Schulte 12. Эти авторы также пришли к выводу о том, что значи-

тельная доля избытка цвета обусловлена вкладом околозвездной среды.

Имея качественный спектральный материал, мы оценили избыток цвета Schulte 12, соответствующего эквивалентным ширинам DIBs, для которых опубликованы калибровки  $W_\lambda$  в зависимости от  $E(B - V)$ . В табл. 3 мы приводим  $W_\lambda$  избранных DIBs и соответствующие избытки цвета  $E(B - V)$ , используя калибровки авторов [20] и [21]. Из-за слишком высокого межзвездного поглощения в направлении на Schulte 12, мы, к сожалению, не смогли получить количественные оценки, применив широко известные калибровки [20], поскольку эквивалентные ширины DIBs в спектре Schulte 12 выходят далеко за предел калиб-



**Рис. 4.** Фрагмент спектров, содержащий абсорбции Si II и DIBs, в спектрах Schulte 12, полученных в 2019 г. (красная линия) и 2021 г. (черная линия).

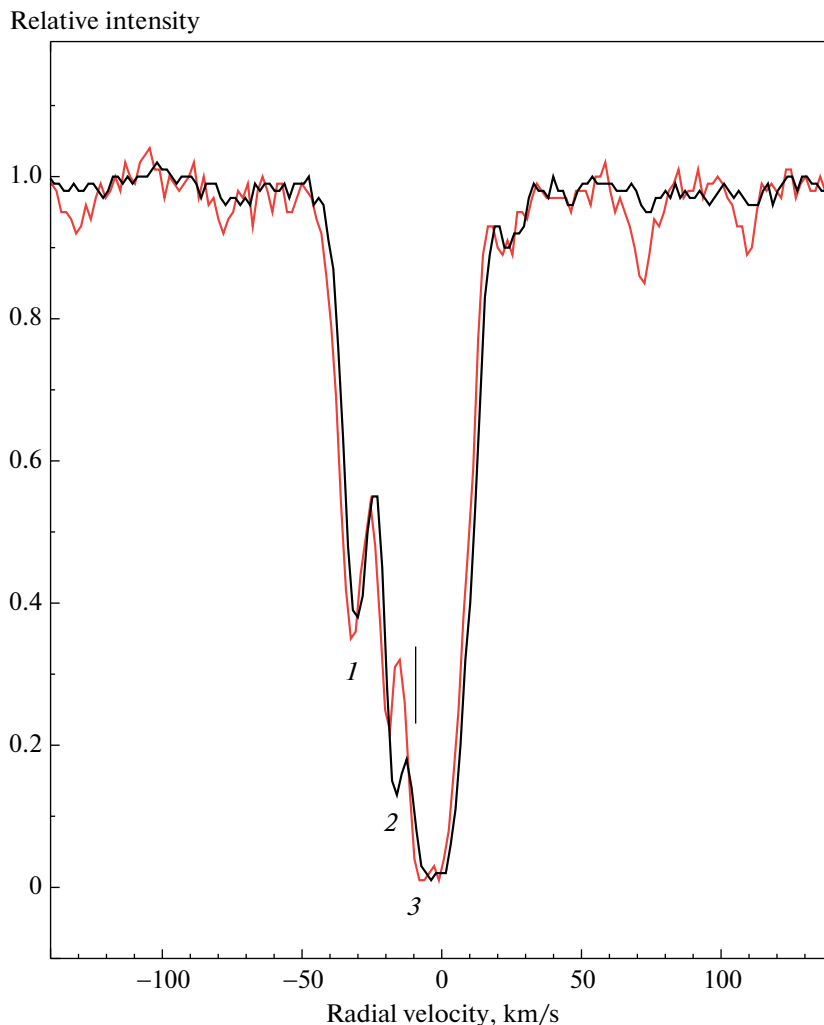
ровок в этой работе. Согласно калибровкам [21], средний избыток цвета  $E(B - V) = 1.74 \pm 0.03^m$ , применяя стандартное отношение поглощения к избытку цвета,  $R = 3.1$ , получаем межзвездное поглощение для Schulte 12:  $A_v(\text{DIBs}) \approx 5.6^m$ . Отсюда следует, что около половины экстремального поглощения Schulte 12 обусловлено существованием мощной околосредней оболочки.

Принимая современное значение расстояния до Schulte 12,  $d = 1.598_{-0.13}^{+0.16}$  кпк из каталога [22] на основе данных Gaia EDR3, значение эффективной температуры  $T_{\text{eff}} = 13.7$  кК [5] и полное поглощение  $A_v \approx 10^m$  из работы [10], мы оценили абсолютную величину этой звезды:  $M_v \approx -9.2 \pm 0.15^m$  и ее светимость  $\lg(L/L_{\odot}) \approx 5.5$ . Отметим, что неопределенность в значении абсолютной величины Schulte 12 может внести и неточность параллакса, обусловленная наличием мощной околосредней оболочки, которая создает эффект псевдофотосферы, увеличивая видимый угловой диаметр звезды и искажая ее параллакс. Этот эффект известен для звезд высокой светимости с протяженными оболочками, для Schulte 12 он был отмечен в статьях [6, 23].

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Известно, что отличительным признаком LBV-звезд, наряду с экстремально высокой светимостью, служит их значительная фотометрическая и спектральная переменность. Главным критерием, который обеспечивает надежное выделение LBV-звезды среди иных массивных проэволюционировавших звезд, является фиксация кардинального изменения ее блеска и цвета. Отличной иллюстрацией специфического поведения блеска LBV-звезд может служить обзор [24], рис. 11, где показана кривая блеска для  $\eta$  Car за период ее наблюдений между 1600 и 2000 г.

Как следует из данных ASAS-SN [25], за время наблюдений в последние 1200 ночей Schulte 12 не испытывала значительных изменений блеска относительно среднего значения  $V = 11.6^m$ . Более ранние фотометрические сведения за последнее десятилетие XX века, с переменностью того же уровня, приведены в статье [5]. Строгая периодичность на долговременных рядах фотометрических данных для Schulte 12 пока не выявлена. Наблюдаемая иррегулярная нестабильность блеска Schulte 12 на уровне  $0.1^m$  подобна микропеременности у LBV-звезд [26], и может быть объяснена проявлением нестабильности ветра. Отсутствие



**Рис. 5.** Многокомпонентный профиль линии Na I 5889 Å в спектрах Schulte 12, полученных в 2019 г. (красная линия) и в 2021 г. (черная). Положение короткой вертикали соответствует скорости  $V_r = -9.5$  км/с для межзвездной линии K I 7699 Å.

эрупций, свойственных LBV, может указывать на пребывание Schulte 12 в “спящем” состоянии. Такой неактивный период в жизни LBV может быть долгим, например, гигантская эрупция у LBV-кандидата P Cyg состоялась около 1600 г. Наличие мощной околозвездной оболочки Schulte 12 свидетельствует о том, что и эта звезда уже проходила эпизоды с большой потерей вещества.

Используя измерения эквивалентных ширин DIBs в наших спектрах Schulte 12 и калибровки [21], мы оценили средний избыток цвета:

$E(B - V) = 1.74 \pm 0.03^m$ . Применяя стандартное отношение поглощения к избытку цвета,  $R = 3.1$ , получили межзвездное поглощение для Schulte 12:

$A_V(\text{DIBs}) \approx 5.6^m$ . Таким образом, приходим к выводу о том, что около половины экстремального

поглощения Schulte 12 обусловлено существованием мощной околозвездной оболочки.

Важнейшим физическим параметром для LBV-кандидата является значение абсолютной светимости. Проблема чрезвычайно высокой светимости Schulte 12 рассмотрена многими авторами. Прежде всего отметим уже упомянутую работу [5], авторы которой провели моделирование фотометрических (от UV до радиодиапазона) и спектральных данных для Schulte 12 и получили экстремальные значения ее параметров: абсолютная звездная величина  $M_V \approx -9.85^m$ , светимость  $\lg(L/L_\odot) = 6.28$  и масса  $M/M_\odot \approx 110$ . В итоге авторы [5] пришли к выводу о невозможности в рамках имеющихся представлений фиксировать эволюционный статус для столь массивного и холодного гипергиганта.

В сводке физических параметров для выборки LBV и LBV-кандидатов авторы [8] приводят для Schulte 12 два значения светимости: первое значение  $\lg(L/L_{\odot}) = 6.1-6.3$  на основе параллакса Gaia EDR3, и второе, на основе данных Gaia DR2 согласно Смиуту и др. [27], существенно ниже: в интервале 5.7–5.9. Наша оценка светимости, полученная на основе расстояния из каталога [22] на основе Gaia EDR3, современных значений эффективной температуры  $T_{\text{eff}} = 13.7$  кК [5] и полного поглощения  $A_v \approx 10^m$  [10] еще ниже:  $\lg(L/L_{\odot}) \approx 5.5$ . Итак, совокупность параметров Schulte 12 приводит к ее нормальному положению на диаграмме Герцшпрунга–Рассела. Для иллюстрации этого важнейшего вывода можно использовать, например, диаграмму для массивных прэволюционировавших звезд в обзоре [28]).

Одним из наших новых результатов является фиксация скорости расширения околосредной газовой среды. Самая коротковолновая абсорбция профиля Na I D-линий, положение которой  $V_r = -32.0 \pm 0.4$  км/с не меняется от даты к дате наблюдений, вероятно, формируется в околосредной оболочке. Учитывая принятое значение системной скорости  $V_{\text{sys}} = -21.7 \pm 1.3$  км/с, можем оценить значение скорости расширения оболочки:  $V_{\text{exp}} \approx 10$  км/с. Можно предположить, что следующий, стабильный компонент,  $V_r \approx -16$  км/с, также формируется в околосредной среде Schulte 12.

За счет многократных наблюдений нами зафиксирована переменность эмиссионного профиля  $H_{\alpha}$ , причина которой пока остается неясной. Аналогичные изменения профиля  $H_{\alpha}$  зарегистрированы авторами [5] в спектрах Schulte 12 в 1998, 2000, 2008 г. Для объяснения переменности формы профиля эти авторы предположили, что сложный профиль  $H_{\alpha}$  может быть обусловлен наличием дополнительной небулярной эмиссии, смещенной в коротковолновую область. Однако они подчеркнули, что принятие такого решения в настоящее время представляется преждевременным, поскольку в спектре Schulte 12 отсутствуют ожидаемые линии, прежде всего запрещенные эмиссии [N II], [S II], характерные для спектров туманностей.

Обнаруженная переменность профилей абсорбций He I, Si II обусловлена влиянием ветра. Здесь следует отметить, что эта переменность профилей He I  $\lambda$  5876, Si II  $\lambda$  6347 Å вносит дополнительный вклад в величину переменности скорости Schulte 12, обнаруженную авторами [8].

Важным итогом нашей работы считаем надежное выявление переменности лучевой скорости: по спектрам для 10 дат наблюдений амплитуда ее переменности составляет  $\Delta V_r \approx 8$  км/с относительно

**Таблица 2.** Список абсорбций “main” в спектрах Schulte 12, использованных для значений  $V_r$  в столбце 4 табл. 1

$\lambda$ , Å	Элемент	$\lambda$ , Å	Элемент
4793.65	N II(20)	5133.12	C II(16)
4803.29	N II(20)	5139.17	C II(16)
4895.11	N II(1)	5142.34	S II(1)
4994.36	N II(24.64)	5143.49	C II(16)
5001.14	N II(19)	5145.16	C II(16)
5001.48	N II(19)	5151.09	C II(16)
5002.70	N II(4)	5512.70	O I(25)
5010.62	N II(4)	5526.25	S II(11)
5025.66	N II(19)	5535.35	C II(10)
5040.72	N II(19)	5573.47	Fe III(68)
5041.03	Si II(5)	5639.97	S II(14)
5045.10	N II(4)	5640.33	S II(11)
5047.29	S II(15)	5645.67	S II(6)
5055.96	Si II(5)	5666.63	N II(3)
5056.31	Si II(5)	5676.02	N II(3)
5063.46	Fe III(5)	5679.56	N II(3)
5073.90	Fe III(5)	5686.21	N II(3)
5086.72	Fe III(5)	5696.60	Al III(2)
5093.56	Fe II	5710.77	N II(3)
5097.27	Fe II	5722.73	Al III(2)
5100.74	Fe II(35)	5730.65	N II(3)
5103.34	S II(7)	5739.73	Si III(4)
5121.82	C II(12)	5747.30	N II(9)
5125.20	C II	6482.05	N II(8)
5127.35	Fe III(5)	6578.05	C II(2)
		6582.88	C II(2)

**Примечание.** В скобках указано число спектральных деталей на указанной длине волны, использованных при усреднении.

среднего значения скорости  $V_r = -15.6 \pm 2.6$  км/с, что указывает на наличие компаньона в системе Schulte 12. Доказательство присутствия компаньона у Schulte 12 долгое время является принципиальным моментом в решении проблемы ее экстремально высокой светимости при столь низком значении эффективной температуры. Это нестандартное сочетание параметров приводит к уклонению положения звезды на Г-Р диаграмме от теоретической изохроны для членов ассоциации Cyg OB2 (см. [5], рис. 14). Напомним, что Марьева и др. [10] обнаружили компаньон у Schulte 12 методом спекл-интерферометрии на 6-м телескопе и оценили величину орбитального периода в двойной системе в диапазоне 100–200 лет.

**Таблица 3.** Эквивалентные ширины  $W_\lambda$  DIBs, усредненные по спектрам Schulte 12

$\lambda$ , Å	$W_\lambda$ , мÅ	$E(B - V)$ mag	
5780.48	829	<b>1.8;</b>	>1.4
5797.06	269	<b>1.7;</b>	>1.4
6195.98	109	<b>1.8;</b>	>1.4
6269.75	199		>1.4
6379.32	159	<b>1.7;</b>	1.4
6445.20	58		>1.4
6613.62	366	<b>1.7;</b>	>1.4
6660.71	56		1.4

**Примечание.** В столбце 3 жирным шрифтом выделены значения избытка цвета  $E(B - V)$  по калибровкам [21], обычным шрифтом – по калибровкам [20].

Анализируя рентгеновский спектр Schulte 12, авторы [9] также пришли к выводу о присутствии О-компаньона и указали его наличие причиной столкновения ветров в двойной системе и возникновения рентгеновского излучения. Авторы современного обзора [29] сделали более общий вывод, что двойственность массивной звезды может быть верным указанием на то, что звезда наблюдается на пути к стадии LBV.

Поиск компаньонов является актуальной задачей в понимании природы звезд с экстремальными значениями массы и светимости, что хорошо иллюстрируют недавние спекл-наблюдения звезд в ядре скопления R136 [30]. Эти наблюдения на телескопе Gemini позволили, в частности, разрешить на компоненты R136a1 – самую массивную из известных звезд. Результаты авторов [30] в полтора-два раза понизили оценки массы звезд в ядре R136.

Для подтверждения наших результатов и для оценки параметров двойной системы необходимо длительное продолжение спектрального мониторинга Schulte 12 с высоким спектральным разрешением и высоким отношением сигнала к шуму, который обеспечит необходимый ряд однородных кинематических данных. Новые спектральные наблюдения послужат основой для моделирования профилей характерных деталей в спектре Schulte 12 и изучения поведения их параметров со временем.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Мы благодарим за финансовую поддержку Российский научный фонд (грант No. 22-12-00069<sup>2</sup>). Наблюдения на 6-метровом телескопе SAO РАН поддержаны Министерством науки и высшего образования РФ.

<sup>2</sup> <https://rscf.ru/project/22-12-00069/>

#### БЛАГОДАРНОСТИ

В работе использованы сведения из астрономических баз данных SIMBAD, VALD, SAO/NASA ADS, и Gaia DR3.

#### КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. H. Schulte, *Astrophys. J.* **128**, 41 (1958).
2. P. Massey and A. B. Thompson, *Astron. J.* **101**, 1408 (1991).
3. D. C. Kiminki, H. A. Kobulnicky, K. Kinemuchi, J. S. Irwin, et al., *Astrophys. J.* **664**, 1102 (2007).
4. R. M. Humphreys, *Astrophys. J. Suppl.* **38**, 309 (1978).
5. J. S. Clark, F. Najarro, I. Negueruela, B. W. Ritchie, M. A. Urbaneja, and I. D. Howarth, *Astron. and Astrophys.* **541**, id. A145 (2012).
6. Y. Nazé, G. Rauw, S. Czesla, L. Mahy, and F. Campos, *Astron. and Astrophys.* **627**, id. A99 (2019).
7. Е. Л. Ченцов, В. Г. Клочкова, В. Е. Панчук, М. В. Юшкин, Д. С. Насонов, *Астрон. журн.* **90**, 576 (2013).
8. L. Mahy, C. Lanthermann, D. Hitemékers, J. Kluska, et al., *Astron. and Astrophys.* **657**, id. A4 (2022).
9. L. M. Oskinova, D. P. Huenemoerder, W.-R. Hamann, T. Shenar, A. A. C. Sander, R. Ignace, H. Todt, and R. Hainich, *Astrophys. J.* **845**, id. 39 (2017).
10. O. V. Maryeva, E. L. Chentsov, V. P. Goranskij, V. V. Dyachenko, S. V. Karpov, E. V. Malogolovets, and D. A. Rastegaev, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **458**, 491 (2016).
11. В. Г. Клочкова, Е. Л. Ченцов, *Астрон. журн.* **81**(12), 1104 (2004).
12. В. Е. Панчук, В. Г. Клочкова, М. В. Юшкин, *Астрон. журн.* **94**, 808 (2017).
13. V. E. Panchuk, I. D. Najdenov, V. G. Klochkova, A. B. Ivanchik, S. V. Yermakov, and V. A. Murzin, *Bull. Spec. Astrophys. Observ.* **44**, 127 (1997).
14. М. В. Юшкин, В. Г. Клочкова, Препринт Спец. Астрофиз. Обсерв. № 206 (2005).
15. E. L. Chentsov and A. N. Sarkisyan, *Astrophys. Bull.* **62**, 257 (2007).
16. E. L. Chentsov, S. V. Ermakov, V. G. Klochkova, V. E. Panchuk, K. S. Bjorkman, and A. S. Miroshnichenko, *Astron. and Astrophys.* **397**, 1035 (2003).
17. A. S. Miroshnichenko, Y. Fremat, L. Houziaux, Y. Andriat, E. L. Chentsov, and V. G. Klochkova, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **131**, 469 (1998).
18. A. Frasca, A. S. Miroshnichenko, C. Rossi, M. Friedjung, E. Marilli, G. Muratorio, and I. Busà, *Astron. and Astrophys.* **585**, id. A60 (2016).
19. W. W. Morgan, H. L. Johnson, and N. G. Roman, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **66**, 85 (1954).
20. J. Kos and T. Zwitter, *Astrophys. J.* **774**, id. 72 (2013).



21. *R. Luna, N. L. J. Cox, M. A. Satorre, D. A. García Hernández, O. Suárez, and P. García Lario*, *Astron. and Astrophys.* **480**(1), 133 (2008).
22. *C. A. L. Bailer-Jones, J. Rybizki, M. Fouesneau, M. Demleitner, and R. Andrae*, *Astron. J.* **161**(3), id. 147 (2021).
23. *E. L. Chentsov*, *Astrophys. Bull.* **76**(3), 286 (2021).
24. *A. M. van Genderen*, *Astron. and Astrophys.* **366**, 508 (2001).
25. *C. S. Kochanek, B. J. Shappee, K. Z. Stanek, T. W.-S. Ho-loien, et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **129**(980), 104502 (2017).
26. *H. J. G. L. M. Lamers, M. V. Bastiaanse, C. Aerts, and H. W. W. Spoon*, *Astron. and Astrophys.* **335**, 605 (1998).
27. *N. Smith, M. Aghakhanloo, J. W. Murphy, M. R. Drout, K. G. Stassun, and J. H. Groh*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **488**, 1760 (2019).
28. *M. Kraus and A. F. Torres*, in *Pulsations Along Stellar evolution*, Workshop Series of the Asociacion Argentina de Astronomia **12**, 234 (2021).
29. *K. Weis and D. J. Bomans*, *Galaxies* **8**(1), 20 (2020).
30. *V. M. Kalari, E. P. Horch, R. Salinas, J. S. Vink, M. Andersen, J. M. Bestenlehner, and M. Rubio*, *Astrophys. J.* **935**, id. 162 (2022).

## ВЛИЯНИЕ ДИФфуЗИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СТРУКТУРУ ПРОТЯЖЕННЫХ ОБОЛОЧЕК ГОРЯЧИХ ЮПИТЕРОВ

© 2022 г. А. Г. Жилкин<sup>1,\*</sup>, Д. В. Бисикало<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

\*E-mail: zhilkin@inasan.ru

Поступила в редакцию 25.05.2022 г.

После доработки 08.09.2022 г.

Принята к публикации 30.09.2022 г.

В работе представлена модификация численной МГД модели протяженных оболочек горячих юпитеров, в которой учтена магнитная вязкость. В новый вариант численной модели мы включили процессы диффузии магнитного поля, обусловленные омической (турбулентной) вязкостью, а также вязкостью бомовского типа. В области магнитосферы планеты бомовская диффузия может играть значительную роль в окрестности нейтральных точек магнитного поля и вблизи токовых слоев. Для численного решения уравнения диффузии магнитного поля используется неявная абсолютно устойчивая схема. Проведены расчеты структуры сверхальфвеновской оболочки квазиоткрытого типа для типичного горячего юпитера HD 209458b с учетом и без учета магнитной вязкости. Анализ результатов расчетов приводит к выводу о том, что на коротких временах порядка орбитального периода эффекты диффузии незначительны. Однако в квазистационарной оболочке горячего юпитера диффузия магнитного поля будет эффективно работать на более длительных временах порядка нескольких орбитальных периодов. Кроме того, эффективность бомовской диффузии может существенно возрастать даже на коротких временах в пространственных областях достаточно малого размера. В представленных расчетах физическая диффузия магнитного поля оказывается сравнимой с эффектом численной диффузии.

*Ключевые слова:* численное моделирование, магнитная гидродинамика (МГД), диффузия магнитного поля, горячие юпитеры

DOI: 10.31857/S0004629922110214

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Горячие юпитеры представляют собой экзопланеты-гиганты с массой порядка массы Юпитера, орбиты которых расположены в непосредственной близости от родительской звезды [1]. Первый горячий юпитер был открыт в 1995 г. [2]. Газовые оболочки горячих юпитеров могут переполнять свои полости Роша, в результате чего формируются интенсивные потоки газа как на ночной стороне (окрестность точки Лагранжа  $L_2$ ), так и на дневной стороне (окрестность внутренней точки Лагранжа  $L_1$ ) планеты [3, 4].

На наличие таких истечений косвенно указывает избыточное поглощение излучения в ближнем ультрафиолетовом диапазоне, наблюдаемое у некоторых горячих юпитеров во время их прохождения по диску родительской звезды [5–11]. Эти выводы подтверждаются непосредственными численными расчетами в рамках одномерных астрономических моделей [1, 12–15]. Структура протяженной оболочки и ее физические свойства определяются тем, что на каждый элемент тече-

ния в оболочке, кроме притяжения планеты и градиента давления, действуют еще несколько сил: сила тяготения звезды, орбитальная центробежная сила, орбитальная сила Кориолиса, а также силы, определяемые взаимодействием со звездным ветром, излучением звезды и магнитным полем. Поэтому исследование структуры газовых оболочек подобных объектов является одной из наиболее актуальных проблем современной астрофизики [16, 17].

В трехмерном приближении газодинамическая структура протяженных оболочек горячих юпитеров исследовалась в работах [18–23]. Было показано, что в зависимости от параметров модели в процессе взаимодействия звездного ветра с расширяющейся оболочкой горячего юпитера могут формироваться структуры трех основных типов [18]. Если атмосфера планеты полностью располагается внутри ее полости Роша, то формируется оболочка замкнутого типа. Если поток вещества из внутренней точки Лагранжа  $L_1$  охватывается динамическим давлением звездного ветра, то формируется оболочка квазизамкнутого

(или квазиоткрытого) типа. Наконец, если динамического давления звездного ветра оказывается недостаточно для остановки истечения из точки Лагранжа  $L_1$ , формируется оболочка открытого типа. Тип формирующейся оболочки в существенной мере определяет темп потери массы горячего юпитера [18] и, следовательно, время его жизни. С другой стороны, в работах [24–28] заметной зависимости скорости потери массы планеты от силы звездного ветра не обнаружено, в то время как тип оболочки менялся от открытого типа до закрытого.

Горячие юпитеры могут обладать собственным магнитным полем, которое должно оказывать влияние на процесс их обтекания звездным ветром, а также на внутреннюю динамику расширяющейся частично ионизованной верхней атмосферы и формирование потоков истекающей плазмы. Однако оценки собственного магнитного поля горячих юпитеров показывают, что оно, скорее всего, является достаточно слабым. Характерное значение магнитного момента горячих юпитеров, по-видимому, составляет  $(0.1–0.2)\mu_J$ , где  $\mu_J = 1.53 \times 10^{30}$  Гс см<sup>3</sup> – магнитный момент Юпитера. Это значение неплохо согласуется как с наблюдательными [29–32], так и с теоретическими [33] оценками. Анализ влияния магнитного поля звездного ветра на процесс обтекания атмосферы [34] показывает, что в случае горячих юпитеров этот эффект может оказаться чрезвычайно важным. Это обусловлено тем, что почти все горячие юпитеры располагаются в так называемой субальфвеновской зоне звездного ветра родительской звезды, где скорость ветра меньше альфвеновской скорости.

Проблема влияния магнитного поля на динамику протяженных оболочек горячих юпитеров вызывает неизменный интерес у научного сообщества. В последние годы неоднократно предпринимались попытки учета магнитного поля в одномерных [35–38], двумерных [39] и в трехмерных [37, 40, 41] численных аэрономических моделях атмосфер горячих юпитеров. Однако в этих работах рассматривалась лишь непосредственная окрестность планеты, а оценки темпов потери массы выполнялись без учета наличия протяженных оболочек. Исключением является работа [41], в которой авторы проводили трехмерное численное моделирование в широкой пространственной области и получили МГД решения для экзопланет с открытыми и квазизамкнутыми оболочками. В наших недавних работах мы исследовали влияние как собственного магнитного поля планеты [42, 43], так и поля ветра [34, 44–47] на динамику оболочек горячих юпитеров. Результаты этих исследований изложены в обзоре [16], а также в монографии [17].

В нашей недавней работе [48] представлено описание численной модели протяженной оболочки горячего юпитера, основанной на приближении многокомпонентной магнитной гидродинамики с включением полноценной МГД модели звездного ветра. В результате численная модель оказывается применимой для расчетов структуры протяженной оболочки горячих юпитеров не только в сверхальфвеновском и субальфвеновском режимах обтекания звездным ветром, но и в трансальфвеновском режиме. Приближение многокомпонентной МГД позволяет в дальнейшем учесть изменения химического состава водородно-гелиевых оболочек горячих юпитеров.

В данной работе мы рассматриваем вопросы учета диффузии магнитного поля в нашей численной модели. До сих пор эффектами магнитной вязкости мы пренебрегали. В протяженных оболочках горячих юпитеров можно выделить несколько основных типов диффузии магнитного поля. Омическая диффузия возникает вследствие столкновений ионов и электронов. Величина соответствующего коэффициента магнитной вязкости, как правило, мала. Эффективное значение этого коэффициента можно увеличить за счет учета турбулентной диффузии, которая в плазме звездного ветра может иметь как вихревую, так и волновую природу [49]. Бомовская диффузия [50] возникает вследствие развития дрейфово-диссипативных неустойчивостей в плазме. Она может играть значительную роль в некоторых областях магнитосферы, где происходят интенсивные процессы перезамыкания силовых линий. В частности, бомовская диффузия может развиваться на дневной стороне на границе зон с открытыми и замкнутыми линиями поля планеты, на магнитопаузе, а также в токовых слоях в магнитосферном хвосте [51]. Процесс бомовской диффузии приводит к размыванию токовых слоев и нейтральных точек. Амбиполярная диффузия [52] возникает в не полностью ионизованной плазме вследствие столкновений между ионами и нейтралами. Она имеет существенно анизотропный характер, поскольку коэффициент магнитной вязкости зависит от направления по отношению к вектору магнитного поля.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 приведено описание численной модели протяженной оболочки горячего юпитера на основе многокомпонентной МГД с учетом диффузии магнитного поля. В разделе 3 представлены результаты расчетов. В заключении сформулированы основные выводы по работе. Наконец, некоторые детали метода расчета диффузии магнитного поля описаны в Приложении.

## 2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Для описания структуры и динамики течения плазмы в окрестности горячего юпитера мы используем численную модель, подробно описанную в нашей недавней работе [48]. Напомним некоторые детали. В основе нашей модели лежит приближение многокомпонентной магнитной гидродинамики, позволяющее учесть сложный химический состав протяженной оболочки горячего юпитера. Уравнения записываются в неинерциальной системе отсчета, вращающейся вместе с двойной системой, состоящей из планеты и звезды, вокруг их общего центра масс. Полное магнитное поле  $\mathbf{V}$  представляется в виде суперпозиции фонового магнитного поля  $\mathbf{H}$  и магнитного поля  $\mathbf{b}$ , индуцированного токами в самой плазме,  $\mathbf{V} = \mathbf{H} + \mathbf{b}$  [16, 17, 34, 42, 53, 54]. Фоновое поле удовлетворяет условию потенциальности,  $\nabla \times \mathbf{H} = 0$ , что позволяет его частично исключить из уравнений магнитной гидродинамики [55, 56]. Кроме того, фоновое магнитное поле предполагается стационарным,  $\partial \mathbf{H} / \partial t = 0$ , поскольку собственное вращение горячего юпитера из-за сильных приливных взаимодействий со стороны близко расположенной родительской звезды должно быть синхронизовано с орбитальным вращением.

При учете магнитной вязкости дополнительные члены появляются только в уравнениях индукции и энергии. Эти уравнения принимают следующий вид:

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{b} + \mathbf{v} \times \mathbf{H}) - \nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{b}), \quad (1)$$

$$\rho \left[ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \varepsilon \right] + P \nabla \cdot \mathbf{v} = \rho Q + \frac{\eta}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{b})^2. \quad (2)$$

Здесь  $\mathbf{v}$  – скорость,  $\varepsilon$  – удельная внутренняя энергия,  $P$  – давление,  $Q$  – функция нагрева,  $\eta$  – коэффициент магнитной вязкости. Второе слагаемое в правой части уравнения индукции (1) описывает диффузию магнитного поля. В уравнении энергии (2) аналогичное слагаемое определяет нагрев за счет диссипации токов.

В наших расчетах для коэффициента магнитной вязкости используется следующее выражение:

$$\eta = \eta_{\text{OD}} + \eta_{\text{BD}}, \quad (3)$$

где  $\eta_{\text{OD}}$  и  $\eta_{\text{BD}}$  – коэффициенты омической и боровской диффузии соответственно. Оценки показывают, что величина коэффициента омической диффузии оказывается малой во всей области течения, как в области звездного ветра, так и в протяженной оболочке горячего юпитера. С учетом возможного вклада турбулентной магнитной вязкости (как вихревого, так и волнового типа) величину  $\eta_{\text{OD}}$  мы задавали постоянной,

равной  $10^{-5} A^2 \Omega$ , где  $A$  – большая полуось орбиты планеты,  $\Omega$  – орбитальная угловая скорость. Коэффициент боровской диффузии определяется выражением

$$\eta_{\text{BD}} = \frac{1}{16} \frac{ck_{\text{B}}T}{eB}, \quad (4)$$

где  $c$  – скорость света,  $k_{\text{B}}$  – постоянная Больцмана,  $e$  – элементарный заряд,  $T$  – температура. Отметим, что величина этого коэффициента существенно возрастает в областях течения, где индукция магнитного поля  $B$  оказывается близкой к нулю. Такая ситуация, в частности, возникает вблизи токовых слоев и нейтральных точек. В целом диффузия магнитного поля оказывается нелинейной, поскольку коэффициент  $\eta_{\text{BD}}$  зависит от величины магнитного поля  $B$ .

Алгоритм численного решения уравнений состоит из нескольких последовательных этапов, возникающих в результате применения метода расщепления по физическим процессам. Диффузия магнитного поля учитывается на отдельном этапе численного алгоритма с помощью неявной абсолютно устойчивой разностной схемы. Некоторые детали использованной нами схемы расчета диффузии магнитного поля описаны в Приложении.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В качестве объекта исследования мы рассматриваем типичный горячий юпитер HD 209458b, который имеет массу  $M_{\text{p}} = 0.71 M_{\text{J}}$  и фотометрический радиус  $R_{\text{p}} = 1.38 R_{\text{J}}$ , где  $M_{\text{J}}$  и  $R_{\text{J}}$  – масса и радиус Юпитера. Родительская звезда характеризуется следующими параметрами: спектральный класс G0, масса  $M_{\text{s}} = 1.1 M_{\odot}$ , радиус  $R_{\text{s}} = 1.2 R_{\odot}$ . Предполагается, что планета движется по круговой орбите. Большая полуось орбиты планеты  $A = 10.2 R_{\odot}$ , что соответствует периоду обращения вокруг звезды  $P_{\text{orb}} = 84.6$  ч.

Для численных расчетов мы использовали декартову систему координат  $(x, y, z)$  в неинерциальной системе отсчета, вращающейся вместе с двойной системой “звезда-планета” вокруг общего центра масс. Начало системы координат выбиралось в центре масс планеты. Ось  $x$  располагалась вдоль линии, соединяющей центры масс звезды и планеты, при этом центр масс звезды оказывался в точке  $(-A, 0, 0)$ . Ось  $y$  выбиралась так, чтобы ее направление совпадало с направлением орбитального движения планеты. Наконец, с учетом выбранных ориентаций осей  $x$  и  $y$  третья ось  $z$  будет совпадать по направлению с вектором орбитальной угловой скорости  $\Omega$ .

Начальные распределения всех величин в расчетной области задавались также, как в нашей работе [48]. Для описания МГД структуры звездного ветра в окрестности горячего юпитера мы используем осесимметричную модель, опирающуюся на хорошо изученные свойства солнечного ветра. Из-за вращения звезды магнитные силовые линии закручиваются в виде спирали и на больших расстояниях магнитное поле ветра с хорошей точностью описывается простой моделью Паркера [57]. Однако на достаточно близких расстояниях от звезды характер решения оказывается более сложным из-за наличия альфвеновской, а также быстрой и медленной магнитозвуковых особых точек [58]. Мы рассматриваем случай, соответствующий сверхальфвеновскому режиму обтекания планеты звездным ветром, при котором формируется протяженная оболочка квазиоткрытого типа. Данный вариант характеризуется следующим набором параметров. Температура атмосферы задавалась равной  $T_a = 5500$  К, а концентрация частиц на фотометрическом радиусе  $n_a = 10^{10}$  см<sup>-3</sup>. Темп истечения атмосферы  $\dot{M}_a = 10^9$  г/с соответствует скорости планетного ветра на фотометрическом радиусе  $v_a = 78$  см/с. Величину магнитного момента  $\mu_p$  планеты мы принимали равной 0.1 от магнитного момента Юпитера. При этом ось магнитного диполя была наклонена на угол 90° к оси вращения, а угол с осью  $x$  составлял 60°. Среднее магнитное поле на поверхности звезды задавалось равным 0.01 Гс. Отметим, что использованное нами относительно низкое по сравнению с другими работами (см., напр., [18]) значение температуры в атмосфере обусловлено тем, что наша численная модель основана на приближении полной ионизации, при котором полное давление в атмосфере увеличивается за счет давления электронов.

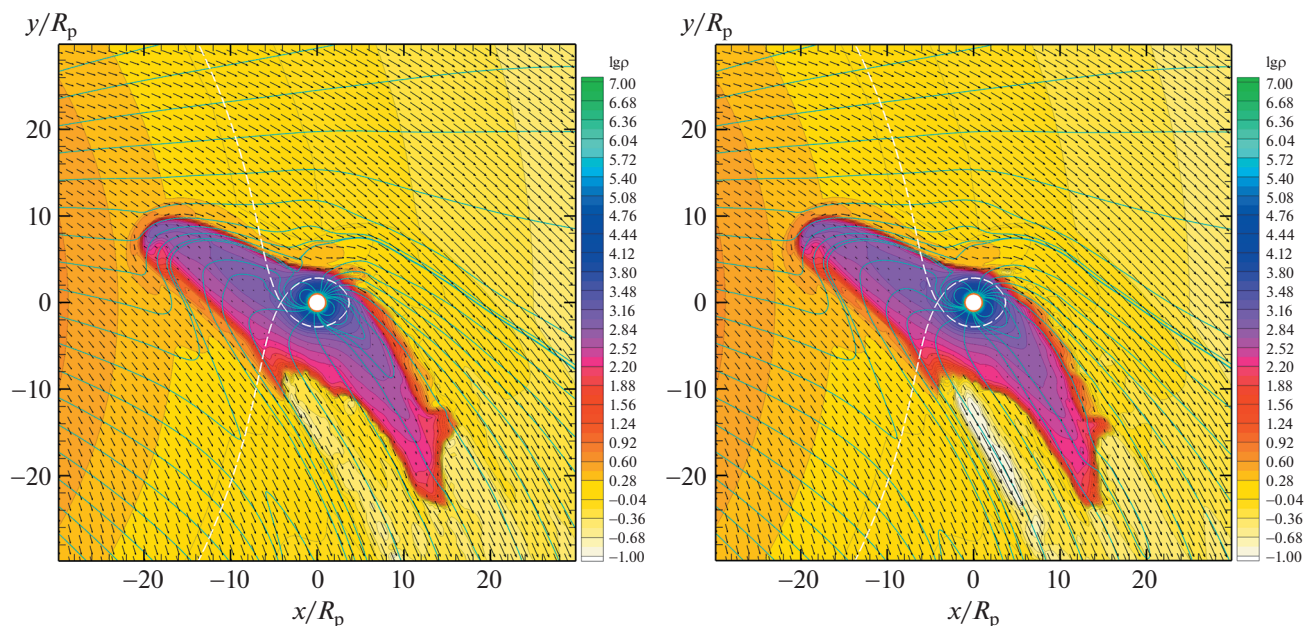
Химический состав водородно-гелиевой оболочки горячего юпитера в нашей модели характеризуется параметром  $\chi = [\text{He}/\text{H}]$ , равным отношению числа ядер гелия к числу ядер водорода. В приводимых ниже расчетах мы задавали  $\chi = 0.05$ , что соответствует массовому содержанию водорода  $X = 0.83$  и гелия  $Y = 0.17$ . Учитывались следующие компоненты атмосферы:  $\text{H}$ ,  $\text{H}^-$ ,  $\text{H}^+$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{H}_2^+$ ,  $\text{H}_3^+$ ,  $\text{He}$ ,  $\text{He}^+$ ,  $\text{HeH}^+$ , а также протоны звездного ветра. Степени диссоциации молекулярного водорода, ионизации атомарного водорода и ионизации атомарного гелия задавались равными 0.9. Концентрации  $\text{H}^-$ ,  $\text{H}_2^+$ ,  $\text{H}_3^+$ ,  $\text{HeH}^+$  задавались равными 0.001 от концентрации атомарного водорода  $\text{H}$ . Химические реакции, а также реакции ионизации, рекомбинации и диссоциации в данных расчетах не учитывались. По-

этому все компоненты плазмы рассматривались в качестве пассивных примесей, переносимых вместе с веществом.

Ниже мы представляем результаты численных расчетов двух моделей. В модели 1 диффузия магнитного поля не учитывалась и поэтому она соответствует приближению идеальной (многокомпонентной) магнитной гидродинамики. В модели 2 мы учитывали эффекты магнитной вязкости. Моделирование проводилось в расчетной области  $-30 \leq x/R_p \leq 30$ ,  $-30 \leq y/R_p \leq 30$ ,  $-15 \leq z/R_p \leq 15$  с числом ячеек  $192 \times 192 \times 96$ .

Результаты моделирования демонстрирует рис. 1. На панелях этого рисунка представлены распределения полной плотности (цвет, изолинии), скорости (стрелки) и магнитного поля (линии) в орбитальной плоскости. Плотность выражена в единицах плотности ветра в окрестности планеты  $\rho_w = 2.3 \times 10^{-21}$  г/см<sup>3</sup>. Граница полости Роша показана штриховой линией. Планета расположена в центре расчетной области и изображена светлой окружностью, радиус которой соответствует фотометрическому радиусу. Координаты  $x$ ,  $y$  выражены в радиусах планеты  $R_p$ . Все полученные решения соответствуют моменту времени  $0.25 P_{\text{orb}}$  от начала счета. На левой панели рисунка представлено решение, полученное в рамках идеальной магнитной гидродинамики (модель 1), а на правой панели показано решение с учетом диффузии магнитного поля (модель 2).

В результате обтекания звездным ветром на ночной стороне планеты формируется широкий (порядка нескольких радиусов) водородно-гелиевый турбулентный шлейф. Взаимодействие звездного ветра с оболочкой горячего юпитера приводит к возникновению отошедшей ударной волны. На дневной стороне формируется мощный поток вещества из окрестности внутренней точки Лагранжа  $L_1$ . Этот поток движется против ветра в сторону звезды под действием ее гравитации. Струя водородно-гелиевого вещества из внутренней точки Лагранжа существенно искажает форму отошедшей ударной волны, при этом отодвигая ее дальше от планеты. Поэтому ударная волна состоит из двух отдельных частей, одна из которых возникает вокруг атмосферы планеты, а другая – вокруг струи из внутренней точки Лагранжа  $L_1$ . Вдоль поверхности струи развивается неустойчивость Кельвина-Гельмгольца. Из сравнения рисунков следует, что картины течения, полученные в двух моделях, практически совпадают. Это говорит о том, что эффекты магнитной вязкости проявляются слабо. Омическая (турбулентная) диффузия никакой заметной роли не играет. Действие же боровской диффузии локализовано в области токовых слоев и нейтральных точек



**Рис. 1.** Распределения полной плотности (цвет, изолинии), скорости (стрелки) и магнитного поля (линии) в орбитальной плоскости на момент времени  $0.25 P_{\text{orb}}$  для моделей 1 (слева, идеальная МГД) и 2 (справа, учет диффузии). Плотность выражена в единицах  $\rho_w$ . Штриховая линия показывает границу полости Роша. Белый кружок соответствует фотометрическому радиусу планеты.

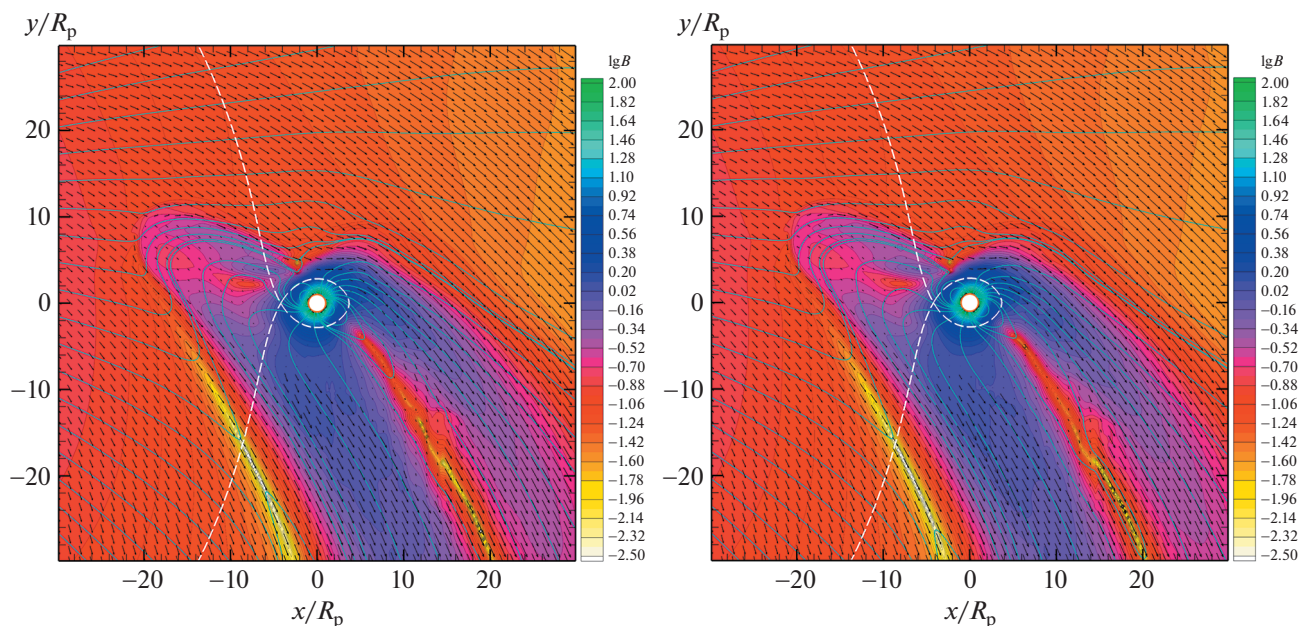
магнитного поля. В остальных областях течения она также не влияет на решение.

Более детально картина магнитного поля представлена на рис. 2. Панели этого рисунка полностью соответствуют панелям рис. 1, но вместо распределения плотности здесь цветом и изолиниями показано распределение индукции магнитного поля  $B$ . Величина  $B$  выражена в единицах  $B_0 = \sqrt{4\pi r_w A \Omega} = 2.46 \times 10^{-3}$  Гс. Минимальные значения величины магнитного поля достигаются в нейтральных точках и в области токовых слоев. В орбитальной плоскости планеты магнитное поле имеет две нейтральные точки [34, 48]. Одна из них расположена выше и немного левее горячего юпитера. Вторая точка находится слева внизу. Однако в этой области происходит формирование токового слоя (граница магнитопаузы), разделяющего собственное магнитное поле планеты и магнитное поле звездного ветра. В результате вторая нейтральная точка оказывается лежащей внутри этого токового слоя.

На ночной стороне в области магнитосферного хвоста формируется еще один токовый слой, который располагается вдоль магнитного экватора горячего юпитера. Подобный элемент течения имеется и в магнитосфере Земли [51]. Аналогичную структуру можно наблюдать и в потоке вещества из окрестности внутренней точки Лагранжа на дневной стороне. Однако этот токовый слой выражен более слабо. В этих отмеченных обла-

стях течения, в основном, и проявляется бомовская диффузия, поскольку коэффициент (4) в них достигает максимальных значений. Однако даже с учетом этого обстоятельства из сравнения левой и правой панелей на рис. 2 можно заключить, что учет диффузии на распределение магнитного поля практически никакого влияния не оказывает. Поэтому наши предыдущие расчеты, которые мы проводили в рамках приближения идеальной магнитной гидродинамики [34, 45–48], являются корректными.

Результаты расчетов, представленные на рис. 1 и 2, соответствуют моменту времени в четверть орбитального периода. Характерные максимальные значения коэффициента диффузии  $\eta$  получились равными примерно  $(10^{-4} - 10^{-3}) A^2 \Omega$ . Поэтому на таком масштабе времени диффузия магнитного поля оказывается неэффективной. Однако, если формируется квазистационарная картина течения, то диффузия будет эффективно работать на большем масштабе времени (порядка нескольких орбитальных периодов). С другой стороны, можно заметить, что при увеличении количества ячеек пространственное разрешение нейтральных точек и токовых слоев улучшается и, следовательно, коэффициент бомовской диффузии будет достигать больших значений. В представленном варианте расчета пространственного разрешения этих областей, по-видимому, оказалось недостаточно.



**Рис. 2.** Распределения индукции магнитного поля (цвет, изолинии), скорости (стрелки) и магнитного поля (линии) в орбитальной плоскости на момент времени  $0.25 P_{\text{orb}}$  для моделей 1 (слева, идеальная МГД) и 2 (справа, учет диффузии). Индукция магнитного поля выражена в единицах  $\sqrt{4\pi\rho_w}A\Omega$ . Штриховая линия показывает границу полости Роша. Белый кружок соответствует фотометрическому радиусу планеты.

Заметим, что бомовская диффузия предполагает наличие в плазме достаточно сильного магнитного поля. При уменьшении величины магнитного поля  $B$  коэффициент бомовской диффузии (4) растет обратно пропорционально  $B$  и формально устремляется в бесконечность при стремлении  $B$  к нулю. Однако коэффициент диффузии, обусловленный столкновениями электронов и ионов в полностью ионизованной плазме в поперечном направлении к магнитному полю, при уменьшении  $B$  растет обратно пропорционально квадрату  $B$  (см., напр., [50]). Следовательно, при очень слабых полях процесс диффузии будет уже определяться не бомовской диффузией, а столкновениями частиц. Интервал параметров, где доминирует бомовская диффузия, можно оценить с помощью отношения соответствующих коэффициентов диффузии. Коэффициент поперечной диффузии, связанной со столкновениями электронов с ионами в полностью ионизованной плазме, можно описать выражением

$$\eta_{\perp} = \eta_{\text{OD}} \frac{n_e k_B T}{B^2}, \quad (5)$$

где  $n_e$  – концентрация электронов. Отсюда отношение коэффициентов

$$\frac{\eta_{\text{BD}}}{\eta_{\perp}} = \frac{1}{16} \frac{cB}{en_e \eta_{\text{OD}}}. \quad (6)$$

Используя размерные масштабы для плотности  $\rho_w$  и магнитного поля  $B_0$ , получаем

$$\frac{\eta_{\text{BD}}}{\eta_{\perp}} = 0.07 \left( \frac{B}{B_0} \right) \left( \frac{\rho_w}{\rho} \right). \quad (7)$$

Отсюда видно, что в области звездного ветра бомовский коэффициент  $\eta_{\text{BD}} \ll \eta_{\perp}$  и, следовательно, доминирует столкновительная диффузия. Кроме того, вблизи альфвеновской точки ветра, где приблизительно расположена планета,  $\eta_{\perp} \approx \eta_{\text{OD}}$ . Поэтому эффекты диффузии оказываются пренебрежимо слабыми. В протяженной оболочке планеты  $\eta_{\text{BD}} \gg \eta_{\perp}$  и, следовательно, доминирует бомовская диффузия. Если, например, нейтральная точка расположена в оболочке, то в ее окрестности сначала будет развиваться бомовская диффузия, а лишь затем при достаточно слабом поле в процесс включится столкновительная диффузия. Как следует из наших расчетов, все эти процессы происходят на масштабе, не превышающем размеры ячейки сетки.

Таким образом, результаты наших расчетов, полученные в приближении идеальной магнитной гидродинамики (модель 1) и с учетом магнитной вязкости (модель 2), практически не отличаются между собой. В первом случае диссипация магнитного поля определяется исключительно численной диффузией, обусловленной расчетной сеткой, а также используемой разностной схе-

мой. Поэтому можно сказать, что во втором случае эффект физической вязкости получился того же порядка (или даже еще более слабым), что и эффект численной диффузии. Для того, чтобы эффекты физической вязкости стали преобладающими, необходимо либо увеличить пространственное разрешение, либо проводить расчет на более длительном интервале времени в условиях квазистационарной картины течения.

В нашей численной модели предполагается изотропный характер бомовской диффузии, когда коэффициент  $\eta_{\text{ВД}}$  (4) не зависит от направления. В действительности, бомовская диффузия является анизотропной и происходит в направлении поперек магнитного поля. В данной работе мы сознательно пошли на такое упрощение, поскольку учет анизотропных эффектов существенно усложнил бы численную модель. Нетрудно видеть, что в представленной нами модели бомовская диффузия оказывается переоцененной, поскольку она распространена изотропным образом на все направления. Поэтому эффекты бомовской диффузии проявляются в модели сильнее, чем нужно. Однако, как показывают результаты наших расчетов, даже с учетом такой переоценки эффекты диффузии оказались все равно слабыми. Это позволяет утверждать, что на основной вывод нашей работы упрощение модели бомовской диффузии никак не влияет.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данная работа представляет собой очередной этап развития наших МГД моделей протяженных оболочек горячих юпитеров [16, 17, 34, 42, 45, 46, 48] с целью включения в них дополнительных эффектов. До сих пор во всех наших расчетах не учитывалась магнитная вязкость. Однако в некоторых областях течения в окрестности горячего юпитера, особенно в области магнитосферы, процессы диффузии магнитного поля могут играть важную роль. В частности, на дневной стороне на границе зон с открытыми и замкнутыми линиями собственного поля планеты должна эффективно развиваться диффузия бомовского типа, физическая природа которой связана с развитием в замагниченной плазме дрейфово-диссипативных неустойчивостей, приводящих к дальнейшей турбулизации плазмы. В этих областях магнитосферы горячего юпитера происходят интенсивные процессы перезамыкания магнитных линий, как и в магнитосфере Земли. Аналогичные процессы должны протекать и в магнитосферном хвосте на ночной стороне. В предыдущих наших расчетах за все эти эффекты отвечала численная вязкость, которая определяется разностной схемой и расчетной сеткой.

В представленной работе для более корректного учета этих процессов мы включили в нашу численную модель диффузию магнитного поля, которая определяется не только омической (турбулентной) вязкостью, но и вязкостью бомовского типа. Для расчета уравнения диффузии магнитного поля используется неявная абсолютно устойчивая схема, не налагающая какие-либо дополнительные ограничения на величину временного шага.

Для оценки влияния эффектов диффузии магнитного поля мы провели два расчета (с учетом и без учета магнитной вязкости) структуры сверхальфвеновской оболочки квазиоткрытого типа для типичного горячего юпитера HD 209458b. Полученные результаты приводят к выводу, что учет диффузии на конфигурацию течения и, в частности, на распределение магнитного поля практически никакого влияния не оказывает. Такой вывод (несмотря на отрицательный оттенок) для нас имеет важное значение, поскольку ранее мы все расчеты структуры протяженных оболочек горячих юпитеров проводили в приближении идеальной магнитной гидродинамики. Следовательно, наши предыдущие расчеты являются корректными.

Заметим, что в субальфвеновском режиме бомовская диффузия будет еще более слабой, поскольку соответствующий коэффициент вязкости (4) обратно пропорционален величине магнитного поля. С другой стороны, в условиях сформировавшейся квазистационарной картины течения диффузия магнитного поля будет эффективно работать на более длительных временах порядка нескольких орбитальных периодов. Эффективность бомовской диффузии также в существенной степени зависит от пространственного разрешения нейтральных точек магнитного поля и токовых слоев. В представленных расчетах физическая диффузия магнитного поля оказывается сравнимой с эффектом численной диффузии.

#### Приложение А

##### РАЗНОСТНАЯ СХЕМА ДЛЯ УРАВНЕНИЯ ДИФФУЗИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Уравнение, описывающее диффузию магнитного поля, можно записать следующим образом:

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = -\nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{b}). \quad (\text{A1})$$

В декартовых координатах это уравнение удобно переписать в виде:

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x^k} \left( \eta \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial x^k} \right) - \frac{\partial \eta}{\partial x^k} \nabla b_k, \quad (\text{A2})$$

где по индексу  $k$  предполагается суммирование от 1 до 3. Поскольку коэффициент диффузии  $\eta$



зависит, вообще говоря, от величины магнитного поля, то использование явных схем для решения уравнения (A2) приводит к слишком сильным ограничениям на величину временного шага. Поэтому для аппроксимации этого уравнения на интервале  $t^n \leq \Delta t \leq t^{n+1}$  в нашем численном коде применяется абсолютно устойчивая полностью неявная схема [59]

$$\frac{\mathbf{b}^{n+1} - \mathbf{b}^n}{\Delta t} = \hat{D}^{n+1} \mathbf{b}^{n+1} - \mathbf{R}^{n+1}. \quad (\text{A3})$$

Здесь диффузионный оператор  $\hat{D}$  аппроксимирует первое слагаемое в правой части (A2), а  $\mathbf{R}$  аппроксимирует источниковый член.

Диффузионный оператор и источниковый член удобно расщепить по пространственным направлениям:

$$\hat{D} = \hat{D}_x + \hat{D}_y + \hat{D}_z, \quad \mathbf{R} = \mathbf{R}_x + \mathbf{R}_y + \mathbf{R}_z, \quad (\text{A4})$$

где, например, оператор  $\hat{D}_x$  аппроксимирует выражение  $\partial/\partial x(\eta \partial \mathbf{b}/\partial x)$ , а  $\mathbf{R}_x$  — выражение  $(\partial \eta/\partial x) \nabla \mathbf{b}_x$ . Для реализации схемы (A3) организуем итерационный процесс:

$$\frac{\mathbf{b}^{(p+1/3)} - \mathbf{b}^n}{\Delta t} = \hat{D}^{(p)} \mathbf{b}^{(p+1/3)} - \mathbf{R}_x^{(p)}, \quad (\text{A5})$$

$$\frac{\mathbf{b}^{(p+2/3)} - \mathbf{b}^{(p+1/3)}}{\Delta t} = \hat{D}^{(p)} \mathbf{b}^{(p+2/3)} - \mathbf{R}_y^{(p)}, \quad (\text{A6})$$

$$\frac{\mathbf{b}^{(p+1)} - \mathbf{b}^{(p+2/3)}}{\Delta t} = \hat{D}^{(p)} \mathbf{b}^{(p+1)} - \mathbf{R}_z^{(p)}, \quad (\text{A7})$$

где  $p$  — номер итерации. При этом считаем, что  $\mathbf{b}^{(0)} = \mathbf{b}^n$ , а в пределе при  $p \rightarrow \infty$  процесс сходится к нужному решению  $\mathbf{b}^{(p)} \rightarrow \mathbf{b}^{n+1}$ . Сходимость процесса определяем с помощью условия

$$\|\mathbf{b}^{(p+1)} - \mathbf{b}^{(p)}\| \leq \varepsilon_1 \|\mathbf{b}^{(p)}\| + \varepsilon_2, \quad (\text{A8})$$

где  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  — параметры сходимости.

Расчет значения магнитного поля на новом итерационном слое  $p+1$  по известному значению на слое  $p$  состоит из трех этапов. На первом этапе получаем значение  $\mathbf{b}^{(p+1/3)}$ , затем по найденному значению находим  $\mathbf{b}^{(p+2/3)}$  и, наконец, с учетом этого получаем  $\mathbf{b}^{(p+1)}$ . На каждом этапе имеем разностную схему вида:

$$\frac{\mathbf{b}_C - \mathbf{b}_C^0}{\Delta t} = \frac{1}{h_C} \left( \eta_2 \frac{\mathbf{b}_R - \mathbf{b}_C}{h_2} - \eta_1 \frac{\mathbf{b}_C - \mathbf{b}_L}{h_1} \right) - \mathbf{R}_C, \quad (\text{A9})$$

где индексы  $L$ ,  $C$ ,  $R$  определяют три соседние ячейки расчетной сетки в заданном координатном направлении, а соответствующие узлы обозначены как 1 (между ячейками  $L$  и  $C$ ) и 2 (между

ячейками  $C$  и  $R$ ). Через  $h_C$  обозначен размер ячейки  $C$ , а через  $h_1$  и  $h_2$  обозначены расстояния между соответствующими центрами ячеек. Эту схему можно переписать следующим образом:

$$-a_1 \mathbf{b}_L + (d_1 + a_1 + a_2) \mathbf{b}_C - a_2 \mathbf{b}_R = \mathbf{f}_1, \quad (\text{A10})$$

где коэффициенты

$$a_{1,2} = \frac{\Delta t \eta_{1,2}}{h_{1,2}}, \quad d_1 = h_C, \quad \mathbf{f}_1 = h_C (\mathbf{b}^0 - \Delta t \mathbf{R}_C). \quad (\text{A11})$$

Таким образом, возникающие при реализации схемы системы линейных алгебраических уравнений можно решать методом скалярной прогонки вдоль каждого пространственного направления. При этом мы используем потоковый вариант прогонки [60]. Алгоритм потоковых прогонок дает более точное решение в случае жестких задач диффузии, когда коэффициент диффузии в расчетной области изменяется в широких пределах. Поэтому при учете, например, бомовской диффузии магнитного поля этот вариант прогонки представляется более предпочтительным. Описанная схема является неявной, абсолютно устойчивой и удовлетворяет условию положительности.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 22-12-00364).

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа была выполнена с использованием вычислительных средств МСЦ РАН.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *R. A. Murray-Clay, E. I. Chiang, and N. Murray*, *Astrophys. J.* **693**, 23 (2009).
2. *M. Mayor and D. Queloz*, *Nature* **378**, 355 (1995).
3. *D. Lai, C. Hellings, and E. P. J. van den Heuvel*, *Astrophys. J.* **721**, 923 (2010).
4. *S.-L. Li, N. Miller, D. N. C. Lin, and J. J. Fortney*, *Nature* **463**, 1054 (2010).
5. *A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Desert, G. E. Ballester, et al.*, *Nature* **422**, 143 (2003).
6. *A. Vidal-Madjar, J.-M. Desert, A. Lecavelier des Etangs, G. Hebrard, et al.*, *Astrophys. J.* **604**, L69 (2004).
7. *L. Ben-Jaffel*, *Astrophys. J.* **671**, L61 (2007).
8. *A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Desert, G. E. Ballester, et al.*, *Astrophys. J.* **676**, L57 (2008).
9. *L. Ben-Jaffel and S. Sona Hosseini*, *Astrophys. J.* **709**, 1284 (2010).
10. *J. L. Linsky, H. Yang, K. France, C. S. Froning, et al.*, *Astrophys. J.* **717**, 1291 (2010).

11. *A. Lecavelier des Etangs, V. Bourrier, P. J. Wheatley, H. Dupuy, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **543**, id. L4 (2012).
12. *R. V. Yelle*, *Icarus* **170**, 167 (2004).
13. *A. Garcia Munoz*, *Planet. Space Sci.* **55**, 1426 (2007).
14. *T. T. Koskinen, M. J. Harris, R. V. Yelle, and P. Lavvas*, *Icarus* **226**, 1678 (2013).
15. *D. E. Ionov, V. I. Shematovich, and Ya. N. Pavlyuchenkov*, *Astron. Rep.* **61**, 387 (2017).
16. *D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, P. V. Kaigorodov, and A. G. Zhilkin*, *Physics Uspekhi* **64**(A1), 747 (2021).
17. *D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, P. V. Kaigorodov, and A. G. Zhilkin*, *Gaseous Envelopes of Exoplanets – Hot Jupiters* (Nauka, Moscow, 2020) (in Russian).
18. *D. V. Bisikalo, P. V. Kaigorodov, D. E. Ionov, and V. I. Shematovich*, *Astron. Rep.* **57**, 715 (2013).
19. *A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and P. V. Kaigorodov*, *Astron. Rep.* **58**, 679 (2014).
20. *D. V. Bisikalo and A. A. Cherenkov*, *Astron. Rep.* **60**, 183 (2016).
21. *A. Cherenkov, D. Bisikalo, L. Fossati, and C. Möstl*, *Astrophys. J.* **846**, id. 31 (2017).
22. *A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **475**, 605 (2018).
23. *D. V. Bisikalo, A. A. Cherenkov, V. I. Shematovich, L. Fossati, and C. Möstl*, *Astron. Rep.* **62**, 648 (2018).
24. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, K. G. Kislyakova, et al.*, *Astrophys. J.* **832**, id. 173 (2016).
25. *M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, K. G. Kislyakova, et al.*, *Astrophys. J.* **847**, id. 126 (2017).
26. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, and M. S. Rumenskikh*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **481**, 5315 (2018).
27. *M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, M. S. Rumenskikh, K. G. Kislyakova, and N. K. Dwivedi*, *Astrophys. J.* **885**, id. 67 (2019).
28. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, and M. S. Rumenskikh*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **491**, 3435 (2020).
29. *J.-M. Grießmeier, A. Stadelmann, T. Penz, H. Lammer, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **425**, 753 (2004).
30. *A. Sanchez-Lavega*, *Astrophys. J.* **609**(2), L87 (2004).
31. *A. A. Vidotto, M. Jardine, and Ch. Helling*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **411**, L46 (2011).
32. *K. G. Kislyakova, M. Holmström, H. Lammer, P. Odert, and M. L. Khodachenko*, *Science* **346**, 981 (2014).
33. *D. J. Stevenson*, *Reports Progress Phys.* **46**, 555 (1983).
34. *A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo*, *Astron. Rep.* **63**, 550 (2019).
35. *T. T. Koskinen, J. Y.-K. Cho, N. Achilleos, and A. D. Aylward*, *Astrophys. J.* **722**, 178 (2010).
36. *T. T. Koskinen, R. V. Yelle, P. Lavvas, and N. K. Lewis*, *Astrophys. J.* **723**, 116 (2010).
37. *G. B. Trammell, P. Arras, and Z.-Y. Li*, *Astrophys. J.* **728**, id. 152 (2011).
38. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, Y. L. Sasunov, H. Lammer, et al.*, *Astrophys. J.* **795**, id. 132 (2014).
39. *M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, and P. A. Prokopov*, *Astrophys. J.* **813**, id. 50 (2015).
40. *G. B. Trammell, Z.-Y. Li, and P. Arras*, *Astrophys. J.* **788**, id. 161 (2014).
41. *T. Matsakos, A. Uribe, and A. Königl*, *Astron. and Astrophys.* **578**, id. A6 (2015).
42. *A. S. Arakcheev, A. G. Zhilkin, P. V. Kaigorodov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev*, *Astron. Rep.* **61**, 932 (2017).
43. *D. V. Bisikalo, A. S. Arakcheev, and P. V. Kaigorodov*, *Astron. Rep.* **61**, 925 (2017).
44. *A. G. Zhilkin, D. V. Bisikalo, and P. V. Kaigorodov*, *Astron. Rep.* **64**, 159 (2020).
45. *A. G. Zhilkin, D. V. Bisikalo, and P. V. Kaigorodov*, *Astron. Rep.* **64**, 259 (2020).
46. *A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo*, *Astron. Rep.* **64**, 563 (2020).
47. *A. G. Zhilkin, D. V. Bisikalo, and E. A. Kolymagina*, *Astron. Rep.* **65**, 676 (2021).
48. *A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo*, *Universe* **7**, 422 (2021).
49. *M. J. Owens and R. J. Forsyth*, *Liv. Rev. Solar Physics* **10**, 5 (2013).
50. *Ф. Чен*, *Введение в физику плазмы* (М.: Мир, 1987).
51. *E. S. Belen'kaya*, *Physics Uspekhi* **52**, 765 (2009).
52. *L. Mestel and L. Spitzer, Jr.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **116**, 503 (1956).
53. *D. V. Bisikalo, A. G. Zhilkin, and A. A. Boyarchuk*, *Gas Dynamics of Close Binary Stars* (Moscow: Fizmatlit, 2013) (in Russian).
54. *A. G. Zhilkin, D. V. Bisikalo, and A. A. Boyarchuk*, *Physics Uspekhi* **55**, 115 (2012).
55. *T. Tanaka*, *J. Comput. Phys.* **111**, 381 (1994).
56. *K. G. Powell, P. L. Roe, T. J. Linde, T. I. Gombosi, and D. L. de Zeeuw*, *J. Comput. Phys.* **154**, 284 (1999).
57. *E. N. Parker*, *Astrophys. J.* **128**, 664 (1958).
58. *E. J. Weber and L. Davis, Jr.*, *Astrophys. J.* **148**, 217 (1967).
59. *А. А. Самарский*, *Теория разностных схем* (М.: Наука, 1989).
60. *А. А. Самарский, Е. С. Николаев*, *Методы решения сеточных уравнений* (М.: Наука, 1978).

## ВЛИЯНИЕ ЭКСЦЕНТРИСИТЕТА ОРБИТЫ НА ТЕЧЕНИЕ В ОБОЛОЧКЕ ГОРЯЧЕГО ЮПИТЕРА

© 2022 г. П. В. Кайгородов<sup>1\*</sup>, Д. В. Бисикало<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия*

\*E-mail: pasha@inasan.ru

Поступила в редакцию 02.08.2022 г.

После доработки 10.10.2022 г.

Принята к публикации 20.10.2022 г.

В работе представлена трехмерная численная газодинамическая модель, предназначенная для исследования структуры течения в оболочках горячих юпитеров с эллиптическими орбитами. Для увеличения скорости и повышения точности моделирования расчет проводится в неинерциальной системе отсчета, движущейся вместе с планетой по эллиптической орбите. При этом собственное вращение системы координат задано таким образом, чтобы сохранять постоянным направление на звезду. Это позволяет упростить вид уравнений, используемых при моделировании, а также производить вычисления на неравномерных сетках и избежать потерь точности, вызываемых движением планеты по сетке. Проведен расчет структуры течения в протяженной оболочке горячего юпитера, движущегося по орбите с эксцентриситетом  $e = 0.2$ . Показано, что эксцентricность орбиты приводит к периодическим изменениям потока вещества, теряемого атмосферой планеты, после прохождения планетой периастра. При этом средний темп потери массы примерно соответствует величине, полученной в модели с круговой орбитой при том же размере большой полуоси.

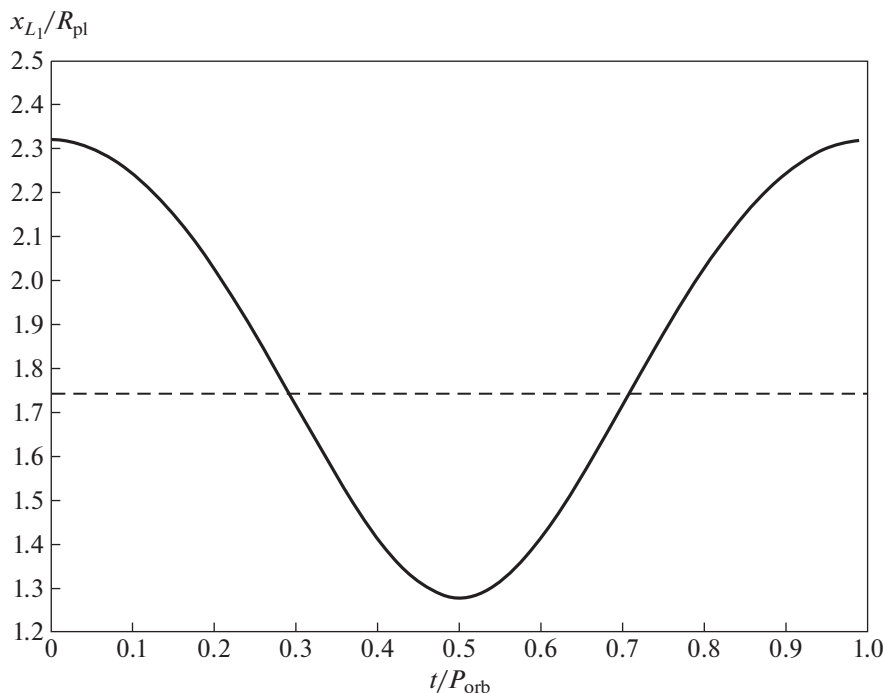
*Ключевые слова:* экзопланеты, горячие юпитеры, протяженные оболочки, численное моделирование

DOI: 10.31857/S000462992211007X

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия было открыто множество экзопланет, относящихся к классу горячих юпитеров – планет с массой порядка массы Юпитера и имеющих большую полуось орбиты менее 0.1 а.е. Примерно половина из тех горячих юпитеров, для которых определена величина эксцентриситета орбиты, имеют эллиптические орбиты, при этом величина эксцентриситета может, в некоторых случаях, превышать 0.5 (по данным сайта <http://exoplanet.eu>). Столь явное разделение горячих юпитеров на две группы (с нулевым и ненулевым эксцентриситетом) ставит множество вопросов как о механизмах их образования, так и о физических различиях между двумя этими группами. Для получения ответов на эти вопросы необходимо детальное исследование горячих юпитеров, имеющих как нулевой, так и отличный от нуля эксцентриситет. В частности, важным является вопрос о влиянии эксцентриситета орбиты на структуру и параметры атмосфер и протяженных оболочек горячих юпитеров, так как внешние части атмосфер и вещество оболочек в значительной мере определяют наблюдательные проявления этих планет.

Газовые оболочки горячих юпитеров могут достигать больших размеров и простираются далеко за пределы полостей Роша планет [1–6]. В работах [7, 8] было показано, что (в отсутствие магнитного поля) оболочка горячего юпитера может относиться к одному из трех типов: быть замкнутой, квазизамкнутой и открытой, в зависимости от положения точки лобового столкновения, в которой динамическое давление звездного ветра уравнивает давление атмосферы планеты. Если эта точка находится внутри полости Роша планеты, оболочка является замкнутой и лишь небольшое количество массы теряется атмосферой, образуя шлейф за планетой. В случае, когда на границе полости Роша планеты давление атмосферы превышает динамическое давление ветра, образуются истечения из окрестностей точек  $L_1$  и  $L_2$ . Далее, в зависимости от параметров системы, может реализовываться либо случай квазизамкнутой оболочки, когда поток из  $L_1$  может быть остановлен динамическим давлением звездного ветра за пределами полости Роша, либо, в случае открытой оболочки, вещество атмосферы не может быть остановлено и формирует аккреционный диск вокруг звезды [9]. Как было показано в работе [10], общий темп потери массы в случае квазизамкнутой оболочки сравнительно



**Рис. 1.** Расстояние от центра планеты до аналога точки  $L_1$  для модели с эллиптической орбитой в зависимости от времени.

невелик, так как существенная часть массы, покинувшей планету через окрестность точки  $L_1$ , возвращается обратно в атмосферу, в то время, как интенсивной потере массы через окрестность точки  $L_2$  мешает вихревое течение, устанавливающееся за планетой. Позднее, в работах [11–13] было показано, что наличие магнитного поля существенно не меняет картины течения, приводя, в основном, к сдвигу диапазона параметров, при котором оболочка может быть квазизамкнутой.

Результаты, полученные в работах [7–13], относятся к горячим юпитерам с круговыми орбитами. В рамках данной работы представлена газодинамическая численная модель, адаптированная для моделирования течения в оболочках горячих юпитеров, движущихся по эллиптическим орбитам. Можно предположить, что при движении по эллиптической орбите темп потери массы атмосферой горячего юпитера будет переменным, достигая максимума вблизи точки периастра и минимума в апоастре. На рис. 1 показана зависимость расстояния от центра масс планеты до  $L_1^*$  — аналога точки  $L_1$  в модели с эллиптической орбитой для планеты с параметрами HD 209458b, аналогичными тем, что использовались в работе [8] (см. также описание модели в разделе 2), при эксцентриситете  $e = 0.2$ . Положение  $L_1^*$  может быть определено как точка, лежащая между центрами масс звезды и планеты, где в дан-

ный момент уравновешиваются силы, связанные с гравитацией и (радиальными) центробежными силами в системе координат, связанной с планетой. В отличие от классической внутренней точки Лагранжа  $L_1$ , в  $L_1^*$  уравновешены не все потенциальные силы — сила инерции, связанная с угловым ускорением системы, остается не скомпенсированной. Как видно из рис. 1,  $L_1^*$  перемещается в пределах  $\sim 1R_{pl}$ , расстояние до нее от центра масс планеты достигает минимума в  $\sim 1.3R_{pl}$  на фазе 0.5 и максимума  $\sim 2.3R_{pl}$  на фазе 0. В модели с круговой орбитой при том же размере большой полуоси точка  $L_1$  находилась на расстоянии  $\sim 1.75R_{pl}$  (показана штриховой линией на рис. 1).

Точка  $L_1^*$  находится ближе, чем  $1.75R_{pl}$  на фазах 0.3–0.7, т.е. на протяжении половины орбитального периода. Однако на темп потери массы атмосферой, кроме приливных сил, влияет множество параметров, связанных как с динамическим давлением звездного ветра, так и с нестационарными процессами в самой атмосфере. Для получения оценки темпа потери массы и возможных наблюдательных проявлений горячего юпитера с эксцентричной орбитой необходимо проведение трехмерного численного моделирования.

В разделе 2 статьи приведено описание модели горячего юпитера с эллиптической орбитой, в разделе 3 приведены результаты расчета для пла-

неты с параметрами HD 209458b и эксцентриситетом орбиты 0.2, проведенного в рамках данной модели, а раздел 4 содержит основные выводы статьи.

## 2. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Движение планеты по эллиптической орбите описывается, в идеальном случае, уравнениями Кеплера. В рамках нашей модели мы будем считать, что вся масса планеты сосредоточена в одной точке и что ее масса пренебрежимо мала по сравнению с массой родительской звезды. К сожалению, уравнения, определяющие положение, скорость и ускорение планеты, не могут быть записаны явным образом как функции от времени. Чтобы получить нужные нам параметры в каждый момент времени, мы итерационным методом решаем уравнение Кеплера:

$$E - e \sin E = M,$$

где  $E$  – эксцентрисическая аномалия, параметр, значение которого мы ищем,  $e$  – эксцентриситет орбиты, а  $M = t/P_{\text{orb}} + 0.5$  – средняя аномалия, равная времени  $t$ , выраженном в орбитальных периодах системы  $P_{\text{orb}} = 2\pi/\sqrt{GM_*/A^3}$ ,  $G$  – гравитационная постоянная,  $M_*$  – масса звезды,  $A$  – большая полуось орбиты системы. Смещение 0.5 добавляется к средней аномалии, чтобы момент времени  $t = 0$  соответствовал прохождению планеты точки апоастро. После того, как вычислена величина  $E$ , остальные параметры могут быть найдены аналитически. Расстояние между центрами масс звезды и планеты  $r$ :

$$r = A(1 - e \cos E),$$

угол (равный 0 при  $t = 0$ ) между большой полуосью и линией, соединяющей центры масс звезды и планеты:

$$\theta = \pi + 2 \operatorname{atan} \left( \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \tan \left( \frac{E}{2} \right) \right),$$

мгновенная угловая скорость планеты:

$$\Omega = -\frac{\dot{E}\sqrt{1-e^2}}{2e \cos^2 \left( \frac{E}{2} \right) - 1 - e},$$

где

$$\dot{E} = \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{2\pi}{P_{\text{orb}}(1 - e \cos(E))},$$

мгновенная радиальная скорость планеты:

$$\dot{r} = -\frac{2\pi A e \sin(\theta)}{P_{\text{orb}}\sqrt{1-e^2}},$$

мгновенное радиальное ускорение планеты:

$$\ddot{r} = -\frac{2\pi A \Omega e \cos(\theta)}{P_{\text{orb}}\sqrt{1-e^2}},$$

и мгновенное угловое ускорение планеты:

$$\dot{\Omega} = \frac{\Omega e^2 E^2 \sin(2E)}{4\pi^2 P_{\text{orb}}^2}.$$

Зная эти параметры, мы можем перейти в систему координат, в центре которой будет находиться планета, а сама система координат будет поворачиваться таким образом, чтобы звезда всегда находилась слева от планеты, имея декартовы координаты  $(-r, 0, 0)$ . Такая система координат будет неинерциальной, так как сама планета движется с ускорением, более того, система координат будет вращаться с переменной угловой скоростью, чтобы поддерживать постоянным направление на звезду. В предельном случае, когда  $e = 0$ , эта система координат переходит в классическую, где определяется потенциал Роша.

В выбранной нами системе координат возникают дополнительные ускорения, связанные с силами инерции (см. Приложение):

$$\mathbf{a}_i = \Omega^2 \mathbf{r} - \dot{\mathbf{r}} + [\dot{\Omega} \times \mathbf{r}] + 2[\dot{\mathbf{r}} \times \Omega],$$

где первый член отвечает за центробежное ускорение, аналогично случаю кругового движения с мгновенной угловой скоростью  $\Omega$ , второй член соответствует радиальному ускорению системы отсчета, третий член связан с угловым ускорением системы отсчета, а четвертый является аналогом силы Кориолиса, связанной с радиальным ускорением системы отсчета. В приводимых в этой статье расчетах четвертый член не учитывался, однако, это не повлияло существенно на результат, так как его вклад в общую сумму сил составляет менее процента. Также в системе присутствует ускорение, связанное с классической силой Кориолиса:

$$\mathbf{a}_c = -2[\Omega \times \mathbf{v}],$$

где  $\mathbf{v}$  – скорость частицы.

Используемый в данной работе численный код является модификацией трехмерного кода, описанного в работе [8]. В коде решается стандартная система уравнений идеальной газовой динамики:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) &= 0, \\ \rho \left[ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] &= -\nabla P + \rho \mathbf{f}, \\ \rho \left[ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \varepsilon \right] + P \nabla \cdot \mathbf{v} &= 0. \end{aligned}$$

Здесь  $\rho$  — плотность,  $\mathbf{v}$  — скорость,  $\mathbf{f}$  — удельная внешняя сила, являющаяся суммой  $\mathbf{a}_i$ ,  $\mathbf{a}_c$  а также силы гравитационного притяжения звезды и планеты,  $\epsilon$  — удельная внутренняя энергия. Вещество может рассматриваться как идеальный газ, поэтому систему уравнений можно замкнуть с помощью уравнения состояния:

$$P = (\gamma - 1)\rho\epsilon,$$

где  $\gamma = 5/3$  — показатель адиабаты.

Вычисления проводятся на декартовой сетке с разрешением  $472 \times 472 \times 250$  ячеек, сгущающейся к центру планеты. Общий размер сетки составлял  $(42 \times 42 \times 10)R_{pl}$  по осям  $x$ ,  $y$  и  $z$  соответственно. В процессе расчета ось  $x$  всегда соединяет центры масс планеты и звезды, ось  $z$  направлена перпендикулярно экваториальной плоскости системы и коллинеарна вектору угловой скорости системы  $\Omega$ , а ось  $y$  дополняет тройку векторов  $(x, y, z)$  до правой.

В ячейках, находящихся на границах сетки, искусственно поддерживаются условия, соответствующие параметрам звездного ветра в этих точках. Так как сетка в процессе расчета меняет свое положение относительно звезды, значения в граничных ячейках также меняются на каждом шаге вычислений. Плотность ветра зависит от расстояния как  $1/r^2$ , его радиальная скорость остается постоянной, а тангенциальная скорость в выбранный системе отсчета равна  $\Omega \cdot r$ , где  $r$  — расстояние от центра масс звезды до центра ячейки. Такой подход оправдан, так как для типичных горячих юпитеров скорость набегающего потока всегда будет сверхзвуковой (см., напр., [14]). В центре счетной области, в точке с координатами  $(0, 0, 0)$ , находится центр масс планеты. В сферическом слое, на расстояниях  $(0.56-1.0)R_{pl}$ , где  $R_{pl}$  — фотометрический радиус моделируемой планеты, искусственно поддерживается распределение, соответствующее равновесной экспоненциальной атмосфере:

$$\rho = \rho_{atm} \exp \left[ -\frac{GM_{pl}}{R_{gas}T_{atm}} \left( \frac{1}{R_{pl}} - \frac{1}{r} \right) \right],$$

где  $\rho$  — плотность атмосферы на радиусе  $r$ ,  $\rho_{atm}$  — плотность атмосферы на фотометрическом радиусе  $R_{pl}$ ,  $R_{gas}$  и  $T_{atm}$  — газовая постоянная и температура атмосферы соответственно. В момент начала счета экспоненциальное распределение, соответствующее равновесной изотермической атмосфере, задавалось до радиуса  $3R_{pl}$ , вся остальная счетная область была заполнена параметрами, соответствующими звездному ветру.

Ранее, в работе [8], нами было проведено численное моделирование газодинамики оболочки

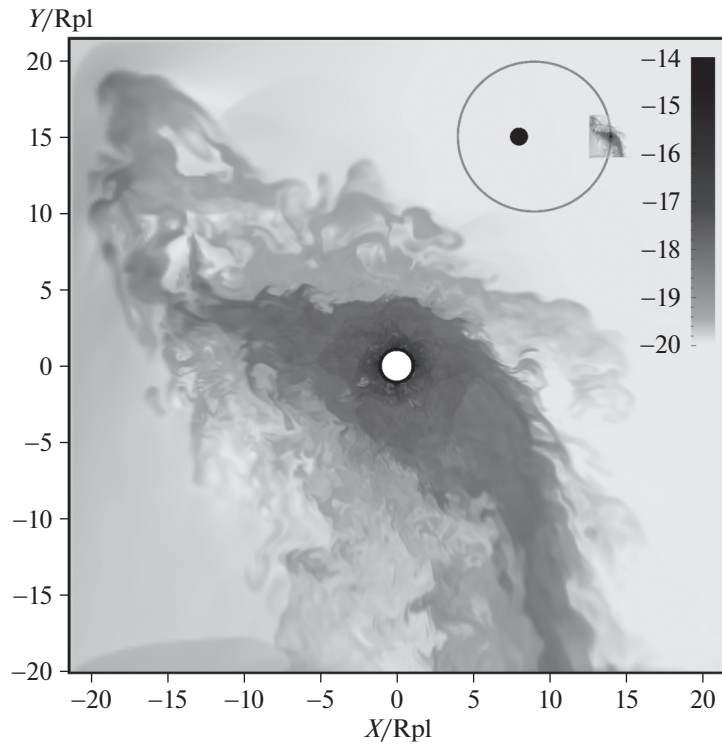
горячего юпитера с параметрами HD 209458b. Чтобы провести сравнение с ранее полученными результатами, в данной работе параметры планеты были взяты аналогичными HD 209458b, однако с эксцентриситетом орбиты  $e = 0.2$ . Массы планеты и звезды полагались равными  $M_{pl} = 0.69M_{jup}$  и  $M_* = 1.1 M_{\odot}$ . Большая полуось была задана равной  $A = 10.2 R_{\odot}$ . Фотометрический радиус планеты  $R_{pl}$  был задан равным  $1.38R_{jup}$ . Концентрация и температура газа на фотометрическом радиусе взяты равными  $n = 10^{11}$  и  $T = 7500$  К, аналогично модели 3 из работы [8]. Радиальная скорость, температура и концентрация вещества ветра также были взяты аналогично использованным в работе [8]:  $v_w = 100$  км/с,  $T = 7.3 \times 10^5$  К,  $n = 1.4 \times 10^4$ .

Вычисления проводились с использованием 324 процессорных ядер, между которыми была распределена вычислительная сетка. Счет проводился до достижения 4.0 орбитальных периодов.

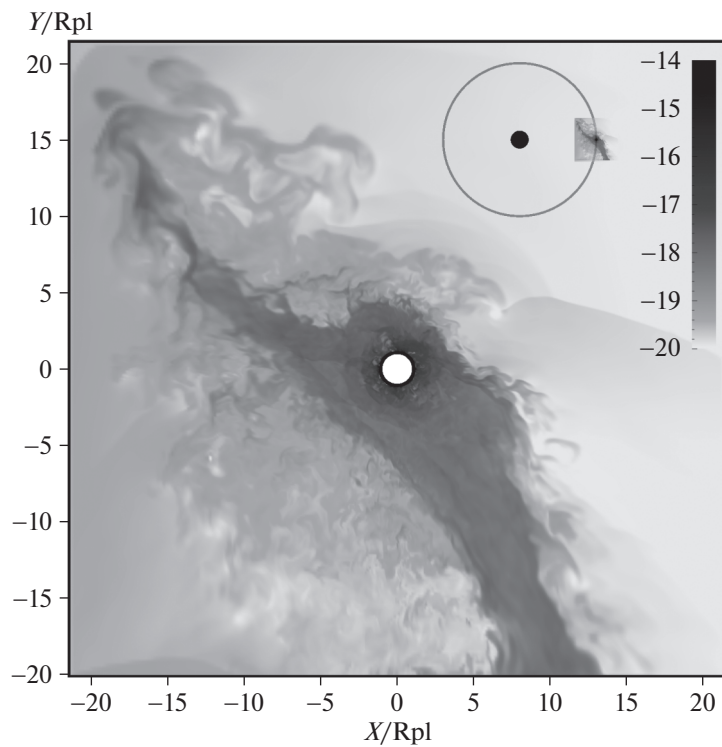
### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Квазистационарное течение установилось начиная, приблизительно, с  $t = 2.5P_{orb}$ , так что рассмотрим динамику течения на протяжении одного орбитального периода  $t = (3.0-4.0)P_{orb}$ . На рис. 2 показано распределение плотности в логарифмическом масштабе и вектора скорости в экваториальной плоскости системы в момент прохождения планетой апоастро при  $t = 3.0P_{orb}$ . На рисунке видна оболочка неправильной формы вокруг планеты, имеющая выступ в направлении звезды (звезда находится слева от планеты, за пределами показанной области). Этот выступ, имеющий протяженность примерно  $10R_{pl}$ , является остатком выброса, произошедшего на предыдущем орбитальном периоде. Перед ним видны остатки выброса, разрушенного в результате взаимодействия со звездным ветром, сносимые ветром в сторону планеты. В направлении, противоположном направлению на звезду, видно истечение, аналогичное истечению из окрестности точки  $L_2$ , получаемому в решениях с круговой орбитой. Вокруг планеты видна область с радиусом порядка  $5R_{pl}$ , заполненная сравнительно плотным веществом, где течение сильно турбулизировано.

Для сравнения, на рис. 3 показано решение для аналогичного момента времени ( $t = 3.0P_{orb}$ ), полученное в модели с такими же параметрами, но при нулевом эксцентриситете орбиты планеты. Здесь также имеется область вокруг планеты, заполненная турбулизированным веществом, но несколько меньшего размера, с радиусом  $\sim 3R_{pl}$ , а



**Рис. 2.** Распределение плотности в логарифмическом формате и вектора скорости в экваториальной плоскости системы на момент времени  $t = 3.0P_{\text{orb}}$ . Расстояния указаны в единицах  $R_{\text{pl}}$ . В правом верхнем углу рисунка показано положение планеты с оболочкой относительно звезды, обозначенной черным кругом (масштабы элементов – орбиты, звезды и оболочки соответствуют реальности).



**Рис. 3.** Решение для круговой орбиты на момент времени  $t = 3.0P_{\text{orb}}$ . Обозначения аналогичны рис. 2.

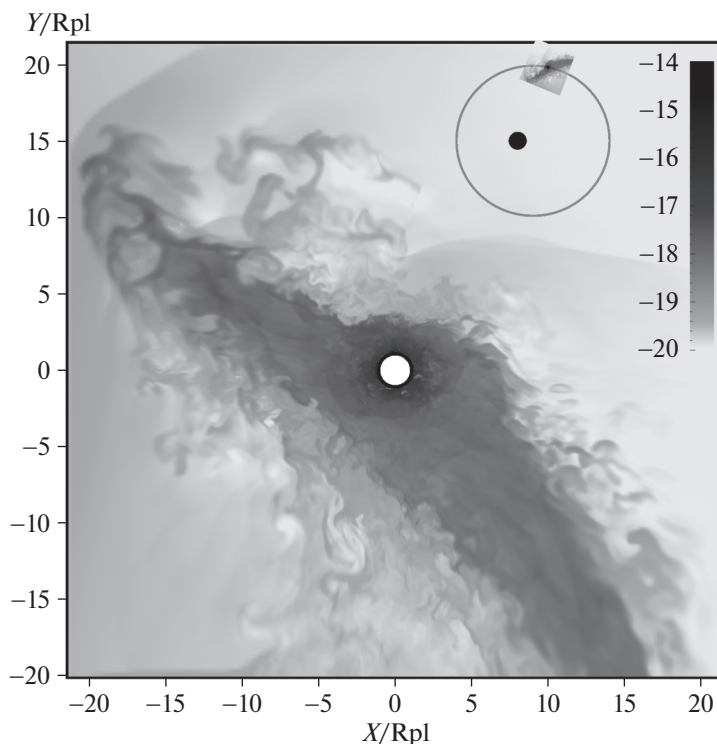


Рис. 4. Аналогично рис. 2 для момента времени  $t = 3.25P_{\text{orb}}$ .

также существенно более выраженное истечение вещества через окрестность точки  $L_1$ .

На рис. 4 показано решение для момента времени  $t = 3.25P_{\text{orb}}$ . Планета находится на половине пути к периастру, и в окрестности точки  $L_1$  начинается новое истечение, длина которого уже достигает  $\sim 25R_{\text{pl}}$ . Перед истечением видна отошедшая ударная волна. Само истечение существенно шире и плотнее, чем в случае круговой орбиты (см. рис. 3), оно также является неоднородным, в нем видны сгустки более плотного вещества. Истечение из окрестности точки  $L_2$  также существенно более интенсивное, чем в апоастре, и более интенсивное, чем в случае круговой орбиты.

На рис. 5 показано решение для момента времени  $t = 3.5P_{\text{orb}}$ . Истечение из окрестности  $L_1$  уже достигло края счетной области, вытеснив отошедшую ударную волну. Как видим, в этом решении вещество не может быть остановлено динамическим давлением звездного ветра, как это происходило в случае круговой орбиты, и вещество атмосферы покидает планету, формируя тороидальную оболочку вокруг звезды. Истечения из окрестностей точек  $L_1$  и  $L_2$  более плотные и узкие, чем в момент времени  $t = 3.25P_{\text{orb}}$ . Также уменьшилась область вокруг планеты, заполненная плотным веществом. Перед планетой отчетливо видна отошедшая ударная волна, которая до

этого была менее выражена, так как планета находилась за отошедшей ударной волной от струи, а также плотность звездного ветра в окрестности планеты была меньше.

На рис. 6 показано решение для момента времени  $t = 3.75P_{\text{orb}}$ . Планета находится на пути к апоастру, и истечение из точки  $L_1$  начинает разрушаться. При этом в окрестности  $L_1$  остается выступ, который имеет примерно такую же протяженность, как в момент времени  $t = 3.0P_{\text{orb}}$  — порядка  $10R_{\text{pl}}$ . Истечение из окрестности  $L_2$  в этот момент как бы “отстает” от планеты, в выбранной системе координат его положение меняется, в нем появляются разрывы. Перед планетой еще видна отошедшая ударная волна.

На рис. 7 показано решение для момента времени  $t = 4.0P_{\text{orb}}$ . В целом течение в этот момент аналогично тому, что было показано на рис. 2, что говорит о том, что решение близко к квазистационарному. Анимация для данного решения доступна по ссылке: <https://bit.ly/3PRmIIq>.

На рис. 8 показана зависимость темпа потери массы планетой (поток через сферу с радиусом  $3R_{\text{pl}}$  вокруг центра планеты) от времени для периода  $(2.5-3)P_{\text{orb}}$  от начала счета для решений с эллиптической и круговой орбитами. Как видно из рисунка, в целом поток практически не отличается для этих двух решений. Выбранный радиус на-



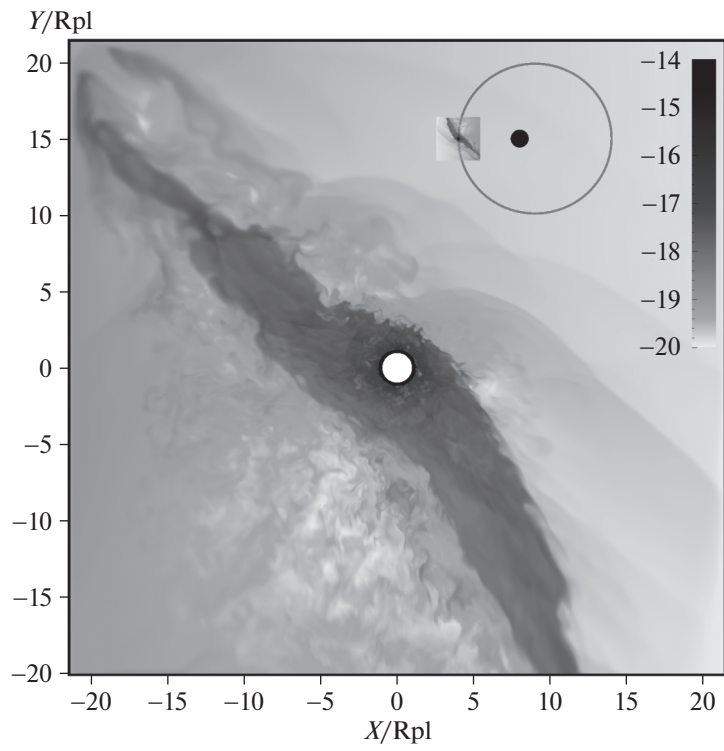


Рис. 5. Аналогично рис. 2 для момента времени  $t = 3.5 P_{orb}$ .

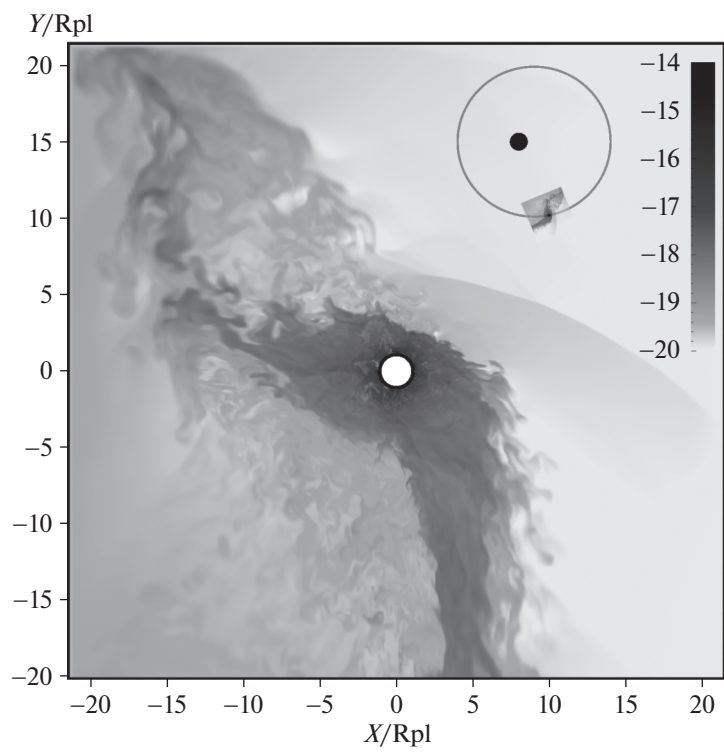


Рис. 6. Аналогично рис. 2 для момента времени  $t = 3.75 P_{orb}$ .

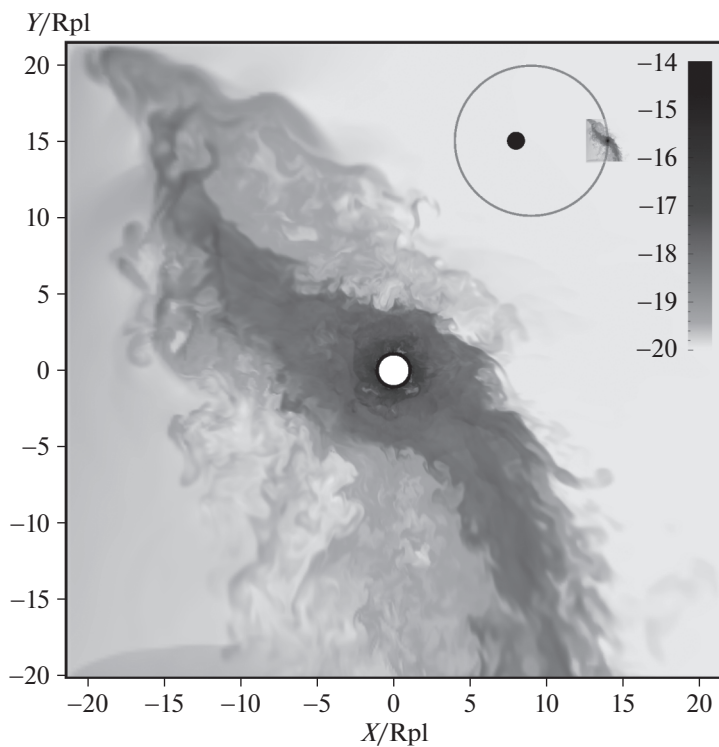


Рис. 7. Аналогично рис. 2 для момента времени  $t = 4.0 P_{\text{orb}}$ .

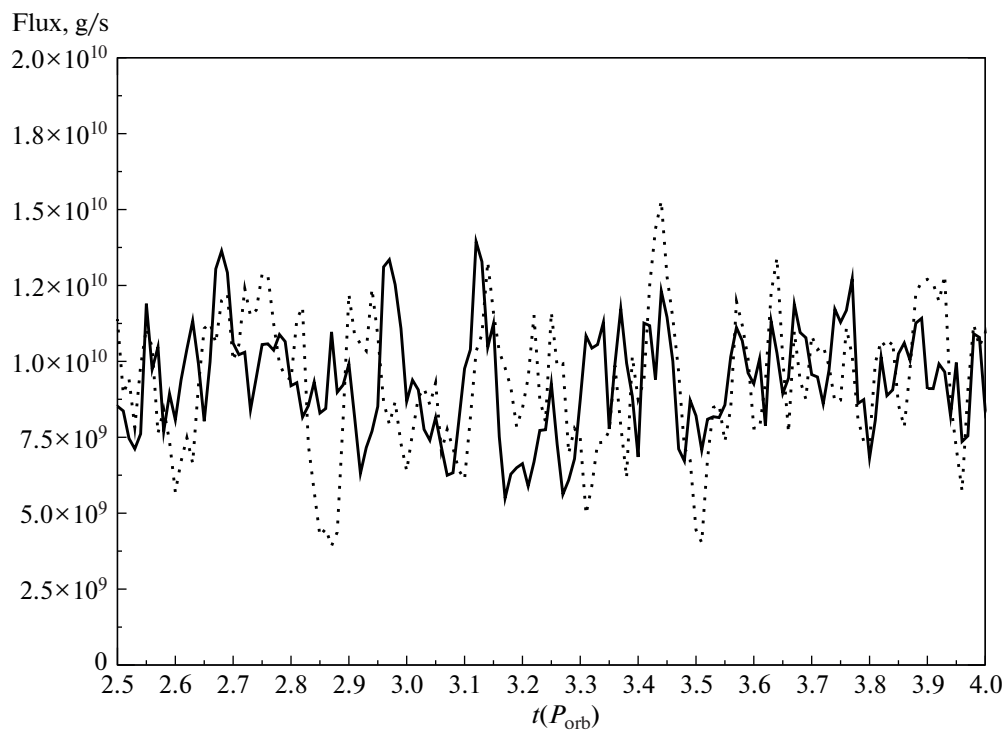
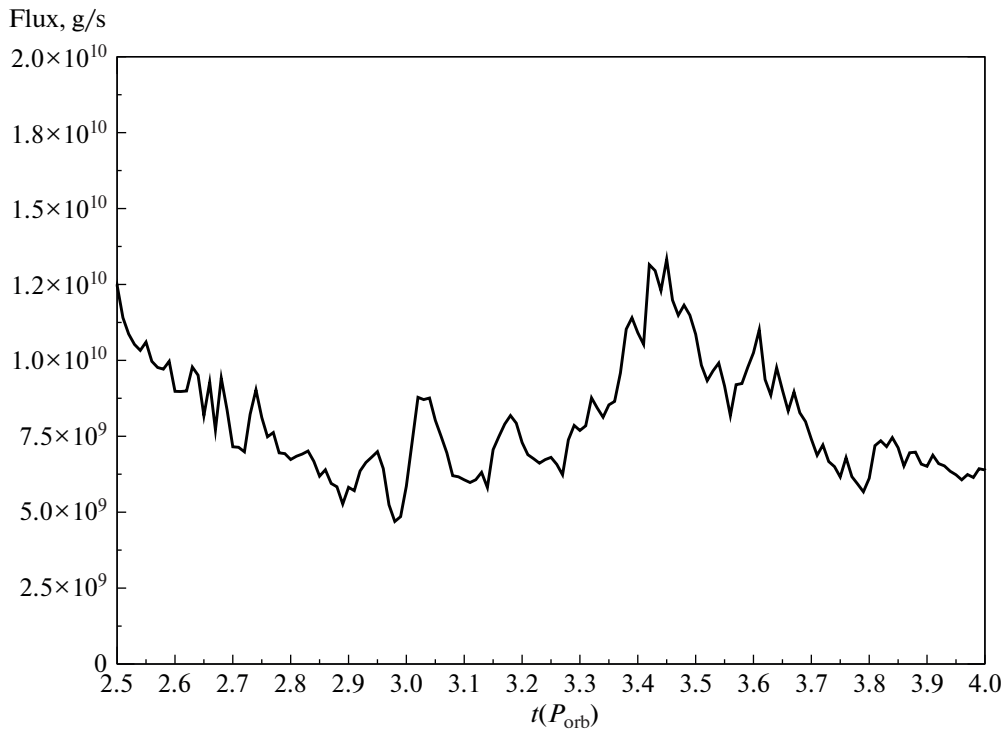


Рис. 8. Темп потери массы планетой (поток через сферу с радиусом  $3R_{\text{pl}}$  вокруг центра масс планеты) в зависимости от времени. Сплошной линией показан поток для решения с эллиптической орбитой, пунктирной линией — для круговой орбиты.



**Рис. 9.** Поток через сферу с радиусом  $7R_{pl}$  (часть сферы, помещающаяся в счетную область) вокруг центра масс планеты в зависимости от времени для решения с эллиптической орбитой.

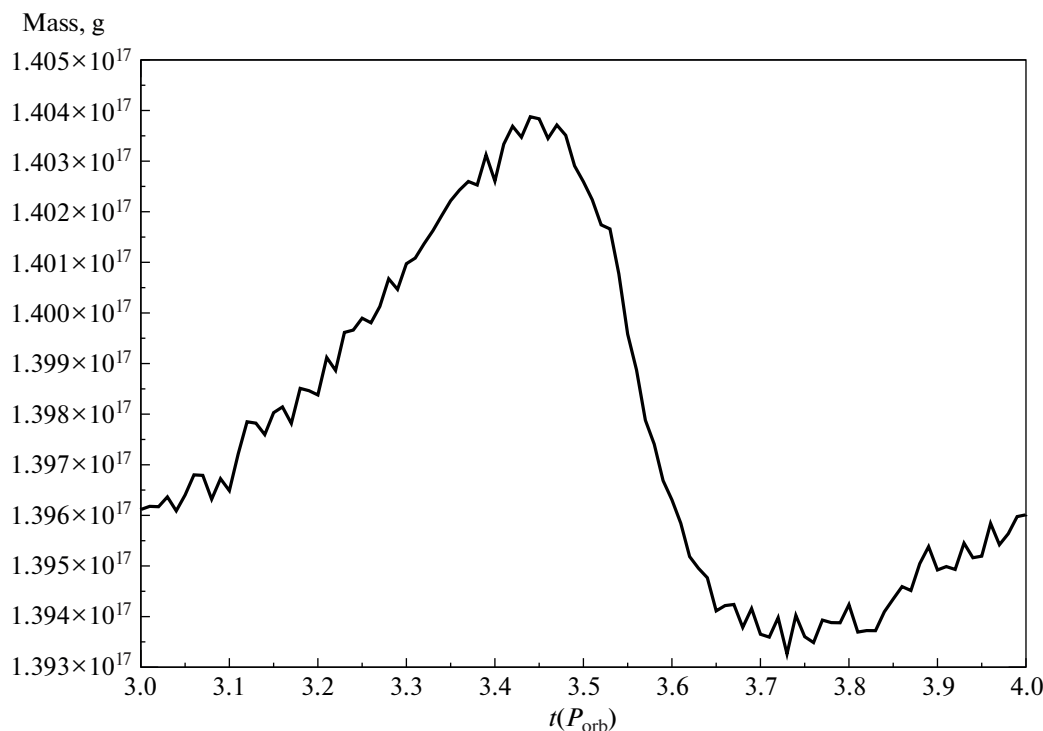
ходится за пределами полости Роша планеты, а также его эквивалента для эллиптической орбиты. Тем не менее, как показывают результаты расчета, в этой области в обоих случаях наблюдается более-менее стационарное облако газа, течение в котором в большей степени определяется газодинамическими процессами, а не гравитацией. Средний темп потери массы в обоих случаях составляет  $\sim 10^{10}$  г/с.

На рис. 9 показан аналогичный поток массы через сферу с радиусом  $7R_{pl}$ . К сожалению, счетная область ограничена  $\pm 5R_{pl}$  по оси  $z$ , что не позволяет определить поток точно, однако, показанная величина дает хорошее представление о влиянии эксцентриситета орбиты на интенсивность выбросов вещества. Как и предполагалось, наибольшая потеря массы ( $\sim 1.2 \times 10^{10}$  г/с) наблюдается вблизи периастра, а наименьший ( $\sim 7.5 \times 10^9$  г/с — в апоастре, т.е. меняется приблизительно в 1.5 раза в течение орбитального периода. При этом, как показывает анализ решения, темп потери массы через окрестности  $L_1$  и  $L_2$  примерно одинаков.

#### 4. ВЫВОДЫ

Нами была разработана трехмерная численная модель, позволяющая проводить газодинамиче-

ское моделирование течения в окрестности горячих юпитеров с эллиптическими орбитами. Как правило, подобное моделирование проводится в лабораторной системе координат, где компоненты двойной системы движутся по сетке (см., напр., работы [15–17]). Однако при моделировании оболочек горячих юпитеров такой подход не позволяет добиться нужной точности при разумных вычислительных затратах, так как счетная область должна включать в себя, как минимум, всю орбиту планеты; кроме того, при этом невозможно обеспечить сгущение сетки вблизи планеты, так как планета движется. Нами был выбран более сложный подход — численное моделирование в неинерциальной системе координат, в которой планета является неподвижной, а ось  $x$  всегда совпадает с линией, соединяющей центры масс звезды и планеты. Это потребовало учета дополнительных сил, связанных с неинерциальностью системы координат — сил инерции и силы Кориолиса, переменных во времени. Плюсами такого подхода являются более высокая точность задания граничных условий для атмосферы планеты, так как ее центр не перемещается по сетке, возможность использования неоднородных сеток, сгущающихся к центру планеты, а также возможность использования сравнительно небольшой сетки, охватывающей только интересующую нас область вблизи горячего юпитера.



**Рис. 10.** Масса атмосферы внутри радиуса  $4R_{pl}$  в зависимости от времени для решения с эллиптической орбитой. Учитывается масса только выше фотометрического радиуса.

При помощи разработанной модели был проведен расчет, для которого были взяты параметры, ранее использовавшиеся нами для моделирования оболочки планеты HD 209458b в работе [8], модель с температурой атмосферы 7500 К. Для тестового расчета был задан эксцентриситет орбиты  $e = 0.2$ . Полученная картина течения существенно отличается от результатов моделирования с нулевым эксцентриситетом орбиты. Прежде всего, что ожидаемо, течение становится нестационарным, демонстрируя выбросы вещества при прохождении точки периастра. В модели с круговой орбитой атмосфера являлась квазизамкнутой, истечение из окрестности точки  $L_1$  останавливалось за пределами полости Роша планеты за счет динамического давления звездного ветра, в то время как в случае эллиптической орбиты истечения периодически преодолевали давление ветра и оболочка становилась открытой.

Интересным результатом численного моделирования оказалось то, что темп потери массы планетой в случае эллиптической орбиты оказался приблизительно равным темпу потери массы для круговой орбиты. Это можно объяснить тем, что планета, находясь достаточно глубоко внутри полости Роша (или ее аналога в случае эллиптической орбиты), подвержена приливному воздействию в меньшей степени, чем газодинамическим эффектам, и темп потери массы атмосферой

определяется турбулентной вязкостью. При этом, как показали расчеты, вокруг планеты образуется облако газа существенно большего размера, чем ее полость Роша, оно имеет радиус  $\sim(3-4)R_{pl}$ . Это облако не является полностью стационарным, но сохраняется на протяжении всего орбитального периода. При движении к апоастрру вещество накапливается в этом облаке, а при движении к периастрру оно теряет вещество. На рис. 10 показано изменение массы газа в сферическом слое между  $1R_{pl}$  и  $4R_{pl}$  на протяжении одного орбитального периода. Как видно из графика, вещество накапливается в этой области на протяжении большей части орбитального периода (с фазы  $\sim 0.7$  до фазы  $\sim 0.5$  следующего орбитального периода), после чего, довольно быстро (на фазах  $\sim 0.5-0.7$ ) все накопленное вещество сбрасывается. Сбрасывается сравнительно небольшая доля массы (менее одного процента от всей массы слоя), однако при этом поток в выбросах через окрестности точек  $L_1$  и  $L_2$  меняется приблизительно в 1.5 раза между максимумом в периастрре и минимумом в апоастрре. Такой резкий сброс связан, вероятно, с нарушением равновесия в оболочке при прохождении периастра.

В целом, по результатам моделирования, следует отметить, что эллиптичность орбиты существенным образом влияет на картину течения в

оболочке горячего юпитера. При заданных в работе параметрах наблюдается периодическое переключение режима течения между открытой и квазизамкнутой типами оболочки. Это влечет существенное изменение формы и размера оболочки в разных фазах, что может повлиять на наблюдательные проявления планеты.

### Приложение

Для получения уравнений, описывающих дополнительные силы в неинерциальной системе отсчета, движущейся вместе с планетой по эллиптической орбите, запишем сначала эти силы в системе отсчета неподвижного наблюдателя. Для простоты рассмотрим только двумерные координаты в плоскости, совпадающей с плоскостью орбиты, а центр масс звезды поместим в начало координат. В полярной системе координат центр масс планеты будет определяться позиционным углом

$$\phi = \phi_0 + \Omega t + \frac{\dot{\Omega}^2 t^2}{2}$$

и радиусом

$$r = r_0 + \dot{r}t + \frac{\ddot{r}t^2}{2},$$

где  $\phi_0$  и  $r_0$  — некие начальные значения позиционного угла и радиуса, соответствующие положению планеты в момент времени  $t = 0$ , а  $\Omega$  и  $\dot{r}$  — угловая и радиальная скорости планеты,  $\dot{\Omega}$  и  $\ddot{r}$  — ее соответствующие ускорения в тот же момент времени.

Локальная декартовая система координат, связанная с планетой, задается двумя единичными векторами, первый из которых (ось  $x'$ ) коллинеарен радиусу-вектору  $\mathbf{r}$ , а второй (ось  $y'$ ) перпендикулярен ему и сонаправлен вектору скорости орбитального движения планеты:

$$\begin{aligned} \mathbf{x}' &= (\cos(\phi), \sin(\phi)), \\ \mathbf{y}' &= (-\sin(\phi), \cos(\phi)). \end{aligned}$$

Пусть частица в этой системе координат имеет вектор скорости  $\mathbf{v} = (v_x, v_y)$ , тогда в лабораторной системе координат (вблизи момента  $t = 0$ ) ее движение будет описываться уравнениями:

$$\begin{aligned} x &= r \cos(\phi) + v_x t \cos(\phi) - v_y t \sin(\phi), \\ y &= r \sin(\phi) + v_x t \sin(\phi) + v_y t \cos(\phi). \end{aligned}$$

Продифференцировав дважды эти уравнения по  $t$  и приняв  $t = 0$ , получим мгновенные ускорения в лабораторной системе координат:

$$\begin{aligned} a_x &= \cos(\phi_0) (\ddot{r} - r_0 \dot{\Omega}^2 - 2v_y \dot{\Omega}) - \\ &\quad - \sin(\phi_0) (2\dot{r} \dot{\Omega} + r_0 \ddot{\Omega} + 2v_x \dot{\Omega}), \\ a_y &= \sin(\phi_0) (\ddot{r} - r_0 \dot{\Omega}^2 - 2v_y \dot{\Omega}) + \\ &\quad + \cos(\phi_0) (2\dot{r} \dot{\Omega} + r_0 \ddot{\Omega} + 2v_x \dot{\Omega}). \end{aligned}$$

Перейдя в локальную систему координат, получим:

$$\begin{aligned} a_{x'} &= a_x \cos(\phi) + a_y \sin(\phi) = \ddot{r} - r_0 \dot{\Omega}^2 - 2v_y \dot{\Omega}, \\ a_{y'} &= -a_x \sin(\phi) + a_y \cos(\phi) = 2\dot{r} \dot{\Omega} - r_0 \ddot{\Omega} + 2v_x \dot{\Omega}. \end{aligned}$$

Здесь третий член в обоих уравнениях соответствует силе Кориолиса, первый член в уравнении для  $a_{x'}$  — радиальное ускорение системы координат, второй член в  $a_{x'}$  — центробежная сила. Угловое ускорение системы координат присутствует во втором члене уравнения для  $a_{y'}$ . Первый член в уравнении для  $a_{y'}$  — некий аналог силы Кориолиса, связанный с радиальным ускорением вращающейся системы координат. При характерных для горячих юпитеров параметрах орбит основной вклад (~97%) вносит центробежная сила, если не учитывать силу Кориолиса.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Авторы выражают благодарность за поддержку Министерству науки и высшего образования Российской Федерации, проект 075-15-2020-780 (вн. № 13.1902.21.0039) по теме: Теоретические и экспериментальные исследования формирования и эволюции внесолнечных планетных систем и характеристик экзопланет.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа была выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса НИЦ Курчатовский институт, <http://ckp.nrcki.ru/>, а также вычислительных средств МСЦ РАН.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J. M. Désert, G. E. Ballester, R. Ferlet, G. Hebrard, and M. Mayor*, Nature **422**, 143 (2003).
2. *L. Ben-Jaffel*, Astrophys. J. Letters **671**, L61 (2007).
3. *A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Désert, G. E. Ballester, R. Ferlet, G. Hebrard, and M. Mayor*, Astrophys. J. Letters **676**, L57 (2008).

4. *L. Fossati, S. Bagnulo, A. Elmasli, C. A. Haswell, et al.*, *Astrophys. J.* **720**, 872 (2010).
5. *L. Fossati, C. A. Haswell, C. S. Froning, L. Hebb, et al.*, *Astrophys. J. Letters* **714**, L222 (2010).
6. *D. V. Bisikalo, P. V. Kaygorodov, and A. S. Arakcheev*, *Living Together: Planets, Host Stars and Binaries*, edited by *S. M. Rucinski, G. Torres, and M. Zejda*, *ASP Conf. Ser.* **496**, 337 (2015).
7. *D. Bisikalo, P. Kaygorodov, D. Ionov, V. Shematovich, H. Lammer, and L. Fossati*, *Astrophys. J.* **764**, id. 19 (2013).
8. *Д. В. Бисикало, П. В. Кайгородов, Д. Э. Ионов, В. И. Шематович*, *Астрон. журн.* **90**, 779 (2013).
9. *Д. В. Бисикало, П. В. Кайгородов, Н. И. Константинова*, *Астрон. журн.* **92**, 705 (2015).
10. *А. А. Черенков, Д. В. Бисикало, П. В. Кайгородов*, *Астрон. журн.* **91**, 775 (2014).
11. *А. С. Аракчеев, А. Г. Жилкин, П. В. Кайгородов*, *Астрон. журн.* **94**, 927 (2017).
12. *Д. В. Бисикало, А. С. Аракчеев, П. В. Кайгородов*, *Астрон. журн.* **94**, 920 (2017).
13. *А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало*, *Астрон. журн.* **96**, 547 (2019).
14. *D. V. Bisikalo, P. V. Kaygorodov, D. E. Ionov, and V. I. Shematovich*, *Types of Hot Jupiter Atmospheres. Characterizing Stellar and Exoplanetary Environments*, edited by *H. Lammer and M. Khodachenko*, *Astrophys. Space Sci. Library* **411**, 81 (2015).
15. *А. Ю. Сытов, П. В. Кайгородов, А. М. Фатеева, Д. В. Бисикало*, *Астрон. журн.* **88**, 862 (2011).
16. *D. V. Bisikalo, A. Y. Sytov, A. M. Fateeva, and P. V. Kaygorodov*, *Numerical Modeling of Space Plasma Slows (ASTRONUM 2011)*, edited by *N. V. Pogorelov, J. A. Font, E. Audit, and G. P. Zank*, *ASP Conf. Ser.* **459**, 55 (2012).
17. *A. I. Gómez de Castro, J. López-Santiago, A. Talavera, A. Yu. Sytov, and D. V. Bisikalo*, *Astrophys. J.* **766**, id. 62 (2013).

## ЗВЕЗДНЫЕ ПОТОКИ ОКОЛОСОЛНЕЧНЫХ ЗВЕЗД И МЕТЕОРЫ ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ

© 2022 г. А. В. Тутуков<sup>1</sup>, Н. В. Чупина<sup>1</sup>, С. В. Верещагин<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup> Институт астрономии РАН, Москва, Россия

\*E-mail: svvs@ya.ru

Поступила в редакцию 04.06.2022 г.

После доработки 25.08.2022 г.

Принята к публикации 30.08.2022 г.

По данным Gaia проанализирована картина образования периферийных структур планетных систем, элементами которых являются пыль, астероиды, кометы и свободные планеты (АКП). Такие структуры – “АКП-копия” звезд – имеют размеры  $30 \text{ пк} \times 10^4 \text{ пк}$  и, пересекаясь друг с другом в пространстве, пронизывают пространство галактического диска. Оценка числа таких копий показывает, что они многократно ( $\sim 10^4$  раз) перекрывают объем диска. Представлена карта неба с указанием положений “АКП-копий” близких к Солнцу звезд, пылевые потоки которых могут оказаться достаточно плотны для отождествления их с потоками метеоров в земной атмосфере. Другими источниками межзвездных метеоров являются Млечный Путь и два звездных потока Каптейна. Предполагается, что часть метеоритов земных коллекций представляют собой продукты эволюции планетных систем звезд Галактики.

*Ключевые слова:* звезды, рассеянные звездные скопления, кометы, метеорные потоки

DOI: 10.31857/S0004629922110202

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о природе комет и метеоритов и их связи с Землей всегда был предметом интереса исследователей. Аристотель связывал кометы с Землей. Гершель (Herschel, 1812a [1], 1812b [2]), обнаружив большую разницу в яркостях двух изученных им комет, находящихся на одинаковых расстояниях от Солнца, предположил, что одна из них является внесолнечной. Лаплас (Laplace, 1814 [3], Heidarzadeh, 2008 [4]) считал кометы межзвездными и по мнению Селигмана и др. (Seligman et al., 2022 [5]) выполнил первые удачные оценки их числа. Однако Скиапарелли (Schiaparelli, 1857 [6]) надолго “привязал” кометы к Солнечной системе, обнаружив распад одной из комет в метеорный поток. Со временем стало ясно, что в процессе формирования планет часть твердотельного протопланетного вещества покидает родительскую систему, формируя поле свободных астероидов, комет и планет (АКП) Галактики. Это явление поясняет появление таких объектов, как 2I/Борисов и 1I/Оумуамуа (Tutukov et al., 2020 [7]). В качестве возможного индикатора внесолнечного происхождения таких объектов предложено отношение обилий углерода и кислорода в их составе (Seligman et al. 2022 [5]).

Не менее трети звезд обладают планетными системами (Масевич, Тутуков, 1988 [8]). образо-

вание планет сопровождается потерей части твердотельного вещества: пыли, песка, комет, астероидов и планет в межзвездное пространство (Tutukov et al., 2020 [7]). Оценка полуширины “АКП-копий”, расположенных на расстоянии Солнца от Центра Галактик, в предположении, что скорость выброса АКП элементов  $\sim 1 \text{ км/с}$  [7] и орбитальная скорость Солнца в Галактике  $\sim 240 \text{ км/с}$  составит  $\sim 30 \text{ пк}$ , а длина  $\sim t/(10^6 \text{ лет}) \text{ пк}$ , где  $t$  – возраст потока. В состав “АКП-копий” звезд входит пылевой компонент. Моделирование сборки больших массивных планет в протопланетном диске показало, что они являются эффективными ускорителями твердотельных объектов планетных систем (Tutukov et al., 2020 [7]). Таким путем в межзвездное пространство может поступать твердотельное вещество протопланетных дисков: песок, астероиды, кометы и свободные планеты.

Использование эффекта микролинзирования позволило зарегистрировать свободные планеты в молодой звездной ассоциации в Скорпионе (Miret-Roig et al., 2021 [9]). Межзвездные астероиды с гиперболическими орбитами 2I/Борисов (Borisov et al., 2013 [10]) и 1I/Оумуамуа (Hallatt et al., 2020 [11]) и полуметровый астероид с гиперболической орбитой (Sirai, Loeb, 2019a [12]) являются зарегистрированными представителями астероидно-кометного компонента межзвездно-

го твердотельного вещества. Оценки полного числа свободных астероидов такого типа в Галактике достигают величины  $\sim 10^{26}$  (Hoover et al., 2021 [13]) или  $\sim 10^{15}$  на кубический парсек ее диска. Кажется перспективным поискать количественно наиболее обильный метеорный компонент этого семейства среди метеоров, рождаемых сгоранием в земной атмосфере околосолнечных пыли и песка.

## 2. КИНЕМАТИКА “АКП-КОПИЙ”

В поисках потенциальных источников “свободных” метеороидов в окружающем Солнце пространстве обратимся к звездным потокам — продуктам распада рассеянных звездных скоплений (РЗС) и близких спутников Галактики. Околосолнечные звездные потоки были использованы, в частности, для оценки пространственной скорости Солнца в невращающейся системе координат (Malhan et al., 2020 [14]). Получены оценки этой скорости:  $V_R = -9$  км/с,  $V_\phi = 242$  км/с,  $V_z = 3$  км/с (цилиндрическая система координат). Важно отметить, что некоторые из изученных потоков близки к Солнцу и, помимо звезд, могут содержать твердотельный, прежде всего, пылевой компонент. Последний способен генерировать метеорные явления в земной атмосфере. Детальное изучение кинематики около 170 тысяч звезд, расположенных в нескольких сотнях парсек от Солнца, позволило установить наличие шестнадцати звездных потоков, компоненты пространственной скорости которых заключены в пределах  $-80 \leq V$  (км/с)  $\leq 10$ ,  $-67 \leq W$  (км/с)  $< 29$  (прямоугольная галактическая гелиоцентрическая система координат, в которой ось  $U$  направлена к Центру Галактики ( $l = 0^\circ$ ,  $b = 0^\circ$ ), ось  $V$  — в направлении вращения Галактики ( $l = 90^\circ$ ,  $b = 0^\circ$ ), ось  $Z$  — на Северный полюс Галактики ( $b = 90^\circ$ )) (Liang et al., 2017 [15]). Часть околосолнечных звездных потоков может принадлежать гало нашей Галактики (Kerley et al., 2007 [16]). Очевидна необходимость учета звездных потоков, пронизывающих околосолнечное пространство, при поиске мест генерации внесолнечных метеороидов.

Рассмотрим устойчивость орбит членов “АКП-копья”, или условия сохранения вектора их пространственной скорости в пределах исследуемой нами околосолнечной зоны с радиусом  $\sim 30$  пк. Сохранение вектора исходной скорости этих членов оставляет потенциальную возможность отождествления метеоров с соседними звездами. Основными элементами межзвездной среды, возмущающими орбиты свободных АКП объектов, являются звезды с характерной массой  $\sim 1 M_\odot$ . Для изменения скорости АКП объекта звездой на величину  $\delta v$  они должны сблизиться на расстояние  $r$  (см)  $\approx GM_\odot / v \delta v$ , где  $v \approx 30$  км/с представляет собой относительную характерную

скорость АКП объекта относительно звезды. Полагая  $\delta v \approx 0.01v$ , что обеспечивает сохранение апекса АКП объекта в пределах  $\sim 0.5^\circ$ , сближение, как следует из последнего соотношения, должно превышать  $\sim 0.001$  пк. Оценки показывают, что при концентрации звезд в окрестностях Солнца  $\sim 0.1$  пк $^{-3}$  характерное расстояние сближения Солнца со звездами поля за Хаббловское время не превосходит  $\sim 0.01$  пк. То есть наблюдаемые вектора скорости околосолнечных АКП объектов сохраняются, как правило, близкими к начальным.

Другим источником искажения орбит пылинок в пределах исследуемой нами зоны в 30 пк является межзвездный газ, тормозящий мелкую пыль. Легко оценить, что пылинки с размерами, большими  $\sim 10^{-3}$  см, не испытают изменение величины скорости на величину, превышающую 0.01 ее исходной величины на пути 30 пк. Согласно Landgraf, 2001 [17], плотность околосолнечного газа не превосходит  $\sim 10^{-25}$  г/см $^3$ . Еще одним фактором, возмущающим движение пыли в околосолнечном пространстве, является Солнечный ветер, интенсивность которого  $\dot{M} \approx 10^{12}$  г/с. Чтобы скорость пылинки изменилась не более чем на один процент, ее размер (при плотности пылинки  $\sim 1$  г/см $^3$ ) должен превышать:

$$a > \dot{M}w / 4\pi Rv\delta v \approx 10\dot{M}w / Rv^2. \quad (1)$$

При  $\dot{M}w = 10^{12}$  г/сек,  $w = 10^8 \frac{\text{см}}{\text{с}}$ ,  $R = 10^{13}$  см и  $v = 3 \times 10^6 \frac{\text{см}}{\text{с}}$  размер пылинки для сохранения вектора скорости с указанной выше точностью должен превышать

$$a \sim 10^{-5} \text{ см}. \quad (2)$$

Объединяя условия (1) и (2), заключаем, что для определения положения апекса пылинки на небе с точностью  $\sim 0.5^\circ$  ее размер должен превышать  $10^{-3}$  см. Более мелкие пылинки могут быть существенно отклонены от исходной траектории межзвездным околосолнечным газом (ветром). Это препятствует использованию данных об орбитах метеоров для идентификации их источника даже в пределах 30 пк. Последнее обстоятельство согласно наблюдаемому спектру размеров межзвездных пылинок ( $\sim a^{-4}$ ) (Musci et al., 2012 [18]) понижает число пылинок, подходящих для идентификации звезд, являющихся их источниками.

## 3. ПРОИСХОЖДЕНИЕ МЕЖЗВЕЗДНОЙ ПЫЛИ, КОМЕТ И АСТЕРОИДОВ

Часть пылинок приобретают гиперболические орбиты за счет ускорения планетами гигантами



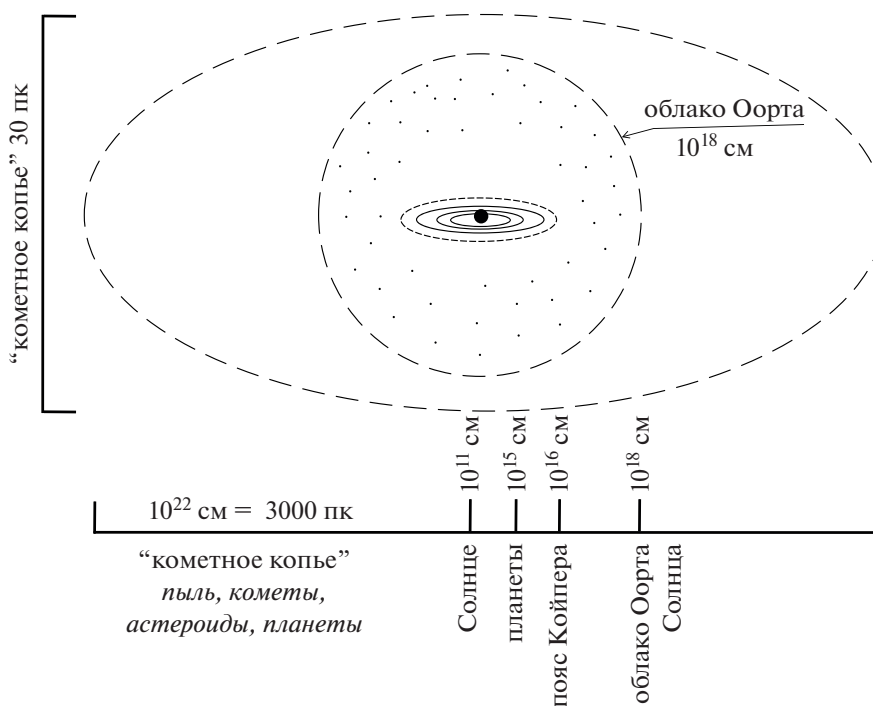


Рис. 1. Структура Солнечной системы.

Солнечной системы (Lovell, 1954 [19], Airo et al., 2014 [20]). Моделирование системы Солнце—малые тела—Юпитер показало, что малые тела могут быть ускорены до скорости 1–2 км/с на бесконечности (Tutukov et al., 2020 [7]). На рис. 1 наглядно демонстрируется появление околозвездных пылевых копий звезд, обладающих планетами гигантами. При этом важно, что пространственная относительная скорость тел, выброшенных планетными системами, оказывается  $\sim 1$  км/с. Это оставляет надежду на потенциальную возможность “привязки” метеоров с гиперболическими скоростями, наблюдаемых на Земле, к звездам и РЗС из близкой окрестности Солнца.

Сводка текущих оценок свойств межзвездных метеороидов демонстрирует, что масса зарегистрированных объектов заключена в пределах  $10^{-14}$  г– $10^{-1}$  г (Musci et al., 2012 [18]). Оценка доли межзвездных метеороидов среди околосолнечных составляет  $\sim 10^{-3}$  (Hajdukova, Paulech, 2007, [21], Hajdukova, 2012 [22]), а их поток  $\sim 10^{-6}$  /км<sup>2</sup>/час (Francisz et al., 2020 [23]). Наклон спектра масс для метеороидов с массами, превосходящими  $\sim 10^{-12}$  г, может быть меньше классического (представленного классической формулой  $\frac{dN}{dM} \sim M^{-2}$  [25])  $\frac{dN}{dM} \sim M^{-1.75}$  (Siraj, Loeb, 2019b [24]). Уменьшение наклона спектра масс метеороидов может быть следствием их эрозии на пути в межзвезд-

ном пространстве от источника до приемника. Легко оценить, что если время жизни метеороида принять пропорциональным его размерам, то актуальный спектр изменит свою форму до  $\frac{dN}{dM} \sim M^{-5/3}$ .

Для оценки числа межзвездных астероидов в Галактике примем, что каждая звезда с помощью планет гигантов теряет астероидный материал с общей массой порядка массы Земли  $\sim 6 \times 10^{27}$  г (Tutukov et al., 2020 [7]). При концентрации звезд в окрестностях Солнца  $\sim 10^{-1}$  пк<sup>-3</sup> итоговая плотность твердотельного вещества составит  $2 \times 10^{-29}$  г/см<sup>-3</sup>, а темп его аккреции Землей при ее скорости относительно твердотельного компонента Галактики  $\sim 30$  км/с составит  $\sim 10^{-4}$  г/с. Опираясь на классический спектр масс  $M^{-2}$  (Tutukov, Shustov, 2020 [25]), мы оценили частоту падения межзвездных песчинок и астероидов на Землю в зависимости от их массы  $m$ . Полагая  $m$  в пределах  $10^{-3}$  г– $10^{17}$  г, темп аккреции равен:

$$\frac{dN}{dt} \approx 2 \frac{10^{-6}}{m^2} \text{ с}^{-1}. \quad (3)$$

Таким образом, согласно (3), межзвездные астероиды с размером, превышающим  $\sim 1$  м, могут достигать Земли раз в десять тысяч лет. При всех неопределенностях, включенных в последнюю оценку, она остается полезной для оценки

**Таблица 1.** Ближайшие к Солнцу звезды, обладающие планетными системами и перспективные для поиска метеоров

Source ID	$\alpha$ , °	$\delta$ , °	Pix, мсд	$r$ , пк	$\mu_\alpha$ , мсд/год	$\mu_\delta$ , мсд/год	$V_r$	aA, °	aD, °	G, mag
5412250540681250560	146.12	-45.78	106.17	9.4	-462.62	-582.69	46.96	270.45	64.22	9.16
5381537023379295232	176.62	-40.50	107.30	9.3	-1530.97	403.29	16.90	286.47	-2.05	4.70
6847167606385195648	303.82	-27.03	113.49	8.8	1242.76	-181.18	-54.21	258.73	-13.7	5.48
4293318823182081408	289.23	05.16	169.06	5.9	-579.081	-1332.87	35.55	86.50	38.99	8.10

частоты столкновений межзвездных астероидов с Землей. Частота может быть легко уточнена при получении новых данных о входящих в ее оценку параметрах. Межзвездные астероиды уже обнаружены и сейчас нет сомнений в том, что среди тысяч метеоритов, хранящихся в многочисленных коллекциях, есть и посланцы других планетных систем. Поиск химических признаков межзвездных астероидов и комет уже начат Seligman (2022) [5]. Со временем, можно надеяться, метеориты из других планетных систем будут идентифицированы.

Изучение мира звезд и галактик позволяет установить потенциально активные источники пыли в солнечных окрестностях (Krugel, 1990 [26]). Основными, вероятно, являются красные сверхгиганты, теряющие вещество со скоростью в несколько десятков км/с (Gordon et al., 2018 [27]). Другим источником пыли являются планетные системы, теряющие ускоренные планетами гигантами частицы пыли, кометы и астероиды со скоростями  $\sim 1$  км/с [7]. Учет дисперсии скоростей околосолнечных звезд  $\sim 30$  км/с (Knude et al., 1987 [28]) приводит к выводу, что характерная дисперсия пространственных скоростей приведенных выше двух источников пыли составляет несколько десятков км/с. Современные наблюдения остатков сверхновых в ИК диапазоне позволили установить присутствие  $\sim 0.2 M_\odot$  пыли в каждом из них (Millard et al., 2021 [29]). Скорость пылинки, рожденной при вспышках сверхновых звезд, составляет несколько тысяч километров в секунду. Эти быстрые пылинки, конечно, будут активно испаряться при взаимодействии с межзвездной средой, но пылинки от близких сверхновых звезд могут достигать солнечных окрестностей. Еще одним эффективным источником быстрых пылинок ( $\sim 10^3$  км/с) являются звезды Вольфа-Райе (Eatson et al., 2022 [30]) с производительностью до  $10^{-6} M_\odot$ /год пыли одной такой звездой.

Положение направлений прихода к Солнцу метеороидов с гиперболическими скоростями на небесной сфере является потенциальным средством идентификации метеоров в земной атмосфере с ближайшими звездами. Оценка относи-

тельной пространственной скорости метеороидов — дополнительная возможность такой идентификации. Как уже говорилось выше, моделирование (Tutukov et al., 2020 [7]) обнаружило, что скорость ухода протопланетного материала, ускоренного массивными планетами из планетных систем, составляет  $\sim 1$  км/с. Поэтому естественно ожидать, что скорость членов потоков пыли и песка кометных “копий” звезд (рис. 1) окажется близкой к скорости родительской звезды. Это обстоятельство учтено в табл. 1, где наряду с координатами антиапека ближайших звезд указаны их скорости относительно Солнца.

Карликовые галактики-спутники нашей Галактики также являются источниками звездных потоков. Погружаясь в недра Галактики, они разрушаются, превращаясь со временем в звездные потоки. Положение ряда таких потоков на небе представлено Necib et al., 2022 [31]. Звезды таких потоков отличаются малым обилием металлов  $[Fe/H] \approx -1.0$  и эксцентриситетом галактической орбиты в пределах  $0.4 \leq e \leq 0.9$ . Некоторые из этих потоков (Nyx, Nyx-2) обнаружены в пределах 100 пк от Солнца (Necib et al. 2019 [32]). Еще один звездный околосолнечный поток — Meingasn, включающий звезды с массами  $0.2 M_\odot - 4 M_\odot$  кинематически совпадает с Плеядами (Ratzenböck et al., 2020 [33]).

И, наконец, в поисках потенциальных источников околосолнечной пыли и земных метеоров можно обратиться от объектов нашей Галактики к другим галактикам. Zwicky (1951) [34], изучая фотометрию скопления галактик Coma, нашел неоднородное поглощение, которое он приписал межгалактической пыли. Недавний детальный обзор свойств межгалактической пыли (Shchekinov et al., 2022 [35]) предполагает активный обмен пылинками между галактиками и межгалактической средой скопления галактик. Следовательно, вполне вероятно, что часть пыли межзвездной среды нашей Галактики могла возникнуть в соседних галактиках. Скорости движения галактик внутри населенных скоплений достигают тысячи километров в секунду. Поэтому часть высокоскоростной пыли в окрестностях Солнца может быть продуктом других галактик.



Рис. 2. Структура рассеянного звездного скопления с массой  $\sim 10^3 M_{\odot}$ .

#### 4. МЕЖЗВЕЗДНЫЕ МЕТЕОРЫ

Метеоры, как посланцы иных миров, с давних пор привлекали внимание астрономов. Первые попытки оценить скорость их входа в атмосферу Земли были сделаны в 1900 г. фотографическим методом (Elkin, 1900 [36]). Ввиду сложности этой задачи первый успех был достигнут только в 1954 г. (Lovell, 1954 [19]). Первые визуальные оценки скоростей метеоров часто приводили к величине порядка ста и более километров в секунду (Opik, 1940 [37]), что впервые поставило вопрос об их возможной межзвездной природе. Однако в том же году метеорный поток Taugid был надежно связан с околосолнечной кометой Энке (Whipple, 1940 [38]). Лишь измерения скоростей пылинок с размером  $\leq 10^{-5}$  см на космических обсерваториях (Grun et al., 1993 [39], Frisch et al., 1999 [40], Kriiger et al., 2007 [41]) позволили надежно установить присутствие в околосолнечном пространстве пылинок с гиперболическими скоростями. Надежные радарные методы оценки скоростей позволили оценить, что доля внесолнечных пылинок с размерами в десятки микрон составляет порядка одного процента их общего числа (Baggaley et al., 2007 [42]).

Скорости околоземных метеоров заключены в пределах 12–72 км/с (Colas et al., 2020 [43], Drolshagen et al., 2020 [44]). Пределы определяются круговой скоростью Земли и параболической скоростью на ее расстоянии от Солнца: 30 км/с и 42 км/с соответственно. Иными словами, скорость встречных метеоров на параболических орбитах составляет  $\sim 72$  км/с, а попутных  $\sim 12$  км/с. Поскольку относительные пространственные скорости звезд диска Галактики  $\sim 30$  км/с, то ха-

рактерные скорости межзвездных метеоров, как правило, укладываются в интервал наблюдаемых скоростей метеоров Солнечной системы. По этой причине оценки скорости метеоров не могут быть надежным индикатором их принадлежности к другим планетным системам. Возможным исключением служат релятивистские пылевые частицы, обнаруженные орбитальным детектором следов космических лучей в земной атмосфере (Khrenov et al., 2021 [45]). Однако допущение существования таких метеоров нуждается в подтверждении.

#### 5. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ “АКП-КОПИЙ” БЛИЗКИХ ЗВЕЗД И ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ С СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМОЙ

Современная картина структуры периферийных частей планетных и звездных систем (рис. 1, рис. 2) позволяет по-новому поставить вопрос о взаимодействии Солнечной системы с близкими к нему звездами и звездными скоплениями.

Схема структуры Солнечной системы и рассеянного звездного скопления приведена на рис. 1 и рис. 2. Структура Солнечной системы (рис. 1) может быть примером структуры всех планетных систем. Она состоит из Солнца, планетной части системы с размером  $\sim 10^{15}$  см, пояса Койпера, периферии исходного протопланетного диска с радиусом  $\sim 10^{16}$  см, облака Оорта с размером  $\sim 10^{18}$  см и “резервуара кометных ядер (кометного копья)” с размерами  $3000 \times 30$  пк, длина кометного “копья” определяется скоростью выброса комет и возрастом родительской звезды.

Рассеянное звездное скопление с возрастом  $\sim 10^8$  лет и массой  $\sim 10^3 M_{\odot}$  (рис. 2) состоит из ядра с размером  $\sim 1$  пк, короны в пределах полости Роша скопления  $\sim 10$  пк, “звездного копия” с потерянными скоплением звездами  $100 \times 30$  пк и “звездного суперкопия” с размерами  $1000 \times 30$  пк. Последнее включает звездные скопления, звезды распавшихся скоплений, принадлежащие исходной ОВ ассоциации с начальными размерами  $\sim 200$  пк. Учет “суперкопия” необходим, ибо практически все скопления образуются в ОВ ассоциациях, распадающихся со временем (Tutukov et al., 2021 [51]). Рисунки 1 и 2 наглядно демонстрируют, что каждая звезда, включая Солнце, находится в “кометных копиях” многих близких звезд и близких ОВ ассоциаций.

Короны РЗС образуют звезды, заполняющие полость Роша каждого из скоплений. Наблюдаемая длина звездных копий достигает  $\sim 200$  пк. Сходную величину можно получить исходя из возраста этих скоплений и скорости вылета звезд из ядер скоплений  $\sim 1$  км/с (Tutukov et al., 2020 [50]). В пределах приливного радиуса типичного скопления ( $\sim 8$  пк) заключено от 10 до 80 процентов массы скоплений (Meingast et al., 2021 [49]). Таким образом, можно считать установленным, что наблюдаемая морфология хорошо изученных звездных скоплений полностью подтверждает теоретическую модельную картину. Протяженные пылевые структуры звезд и РЗС (рис. 1, 2) позволяют по-новому подойти к оценке картины взаимодействия Солнца и Земли с окружающим звездным миром.

Cantat-Gaudin et al., 2020 [46] представили крупнейший однородный анализ параметров скоплений, выполненный на сегодняшний день с данными Gaia, с почти двумя тысячами объектов. Оценим возможность попадания Солнца в “АКП копия” соседних звезд и РЗС. Для количественной оценки частоты таких событий примем, что “копье” звезды или РЗС радиусом  $r$  движется со скоростью  $\sim 20$  км/с в галактическом диске, объем которого  $\sim 10^{11}$  пк<sup>3</sup>, число звезд в Галактике  $\sim 10^{11}$ . Время между столкновениями Солнечной системы с этими объектами:  $t = V/(Nr^2v) \approx 3 \times 10^{52}/(Nr^2)$  лет. Это значит, что в облако Оорта с радиусом  $\sim 10^{18}$  см соседней звезды за Хаббловское время попадет одна звезда каждые  $5 \times 10^5$  лет. Как оценено выше, ширина “АКП копий” звезд достигает 30 пк (рис. 1), что означает, все звезды, имеющие планеты в пределах такой зоны, могут быть источником метеоров, регистрируемых на Земле.

Для оценки условий взаимодействия Солнца с “АКП-копиями” соседних звездных скоплений (рис. 2) примем, что при скорости убегания звезд из скопления  $\sim 1$  км/с, и времени жизни скопле-

ний  $\sim 3 \times 10^8$  лет (Cantat-Gaudin et al., 2020 [46]) объем типичного копия будет  $\sim 10^6$  пк<sup>3</sup>. Последнее, при общем числе РЗС в диске Галактики  $\sim 10^5$  (Piskunov et al., 2006 [47]) означает, что почти все звезды Галактики находятся в “АКП-копиях” соседних скоплений указанного возраста. Таким образом, Солнце может оказаться в копье одного из соседних РЗС. Учитывая, что наиболее старые звездные скопления давно распались, окрестности Солнца погружены в остаточные разреженные “звездные копия” десятков тысяч былых звездных скоплений, пронизывающие весь галактический звездный диск. Однако возможность отождествления их метеоров маловероятна из-за малой плотности звезд этих потоков и редкости внесолнечных метеоров на Земле. Но отождествление копий близких звездных скоплений ввиду большой плотности потока их метеоров остается, вероятно, возможным.

Список молодых звезд и звездных групп с возрастом менее  $\sim 10^8$  лет в пределах 100 пк дает пример потенциальных генераторов потоков метеороидов около Солнца (Kastner, Principe, 2022 [48]). Морфологию десяти близких к Солнцу молодых РЗС ( $R \leq 400$  пк,  $t = 3 \times 10^8$  лет) детально исследовали (Meingast et al., 2021 [49]). В поисках членов этих скоплений детальному анализу подвергнуты звезды периферии этих скоплений до расстояний  $\sim 100$  пк от их видимых центров.

## 6. НАБЛЮДАЕМЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ПОТОКИ

Причиной появления звездных потоков в Галактике является разрушение со временем ОВ ассоциаций и звездных скоплений, звезды которых, сохраняя исходный угловой момент скопления, рассеиваются вдоль орбиты скопления (Kapteyn, 1905 [52], Eggen, 1965 [53]). Позднее такие структуры около разрушающихся астрономических объектов были названы “копиями” (Tutukov, Smirnov, 2004 [54]).

По данным КА Gaia получены убедительные доказательства существования масштабных ( $\sim 100$  пк) потоков звезд, потерянных скоплением Гиady (Meingast and Alves, 2019 [55], Röser et al., 2019 [56]). Возможно, более обширную область образует поток Гиад (Seabroke and Gilmore, 2007 [57]; Zhao et al., 2009 [58]). Сопоставление наблюдаемых данных о пространственных скоростях ближайших к Солнцу пяти потоков Coma Berenices, Sirius, Hyades, Pleiades и Hercules, выполненное в работе (Eubanks, 2019 [59]), показало совпадение кинематических параметров межзвездного астероида II/Оумуамуа (Meech, 2017 [60], Micheli et al., 2018 [61]) и субпотока S2 Плеяд (Gaidos et al., 2019 [62]). Feng and Jones, 2018 [63] добавили ассоциа-

цию Columba как еще одного кандидата в источники последнего объекта.

Эффективным генератором внесолнечных метеоров могут оказаться близкие рассеянные звездные скопления. Рассмотрим некоторые особенности строения и движений звезд внутри звездных потоков в околосолнечных окрестностях. Звезды из ближайших РЗС из-за схожести их пространственных скоростей представляются на небе как звездные потоки. Размеры звездных скоплений с учетом их звездных шлейфов могут за время их жизни  $\sim 10^8$  лет достигать нескольких сот парсек (рис. 1 и рис. 2). Список восьмидесяти пяти рассеянных звездных скоплений из близких окрестностей Солнца приведен в работе Pang et al. (2022) [64]. Не исключено, что ближайшие из них к Солнцу образуют потоки: Сoma Berenices (85.6 пк) и Group X (100 пк). Они могут “доставать” своими звездными, астероидными, пылевыми “копьями” до Солнечной системы. В этом случае можно ожидать концентрацию внесолнечных метеоров в антиапексах движения этих скоплений.

## 7. КИНЕМАТИКА ОКОЛОСОЛНЕЧНЫХ ЗВЕЗД

Размеры планетной системы, как демонстрирует рис. 1, заметно превосходят те, что принимаются за обычные, ограниченные полостью Роша центральной звезды  $\sim 10^{18}$  см. Это позволяет поновому рассмотреть картину взаимодействия планетных систем звезд. Легко понять, что Солнце и Земля находятся в пределах “кометных копий” близких к нам тысяч звезд Галактики. Нас в настоящей работе интересуют прежде всего ближайшие к Солнцу звезды в пределах 30 пк, что допускает попадание Солнца и Земли в пределы потоков пыли их кометных копий. Последнее может помочь со временем при восстановлении орбит земных метеоров с гиперболическими орбитами относительно Солнца отождествить их со звездами – соседями Солнца. С этой целью в настоящей работе мы ищем антиапексы движения звезд с хорошо определенными пространственными скоростями  $\overline{dv}/\overline{v} \leq 0.01$ . Последнее условие (средняя относительная ошибка измерения пространственной скорости звезды) необходимо для оценки положения антиапекса на небесной сфере с точностью  $\sim 0.5^\circ$ . Важно отметить, что нас интересуют векторы пространственных скоростей звезд. Они необходимы для того, чтобы иметь потенциальную возможность сравнить с ними восстановленные векторы скоростей внесолнечных метеоров (вне Солнечной системы). Влияние гравитации Солнца и Земли учитывается в рамках этой процедуры при восстановлении векторов пространственных скоростей метеоров.

Они располагаются на диаграмме апексов (AD диаграмме) в компактных областях, хотя положения их апексов заметно отличаются. Описание метода, техника построения диаграмм и формулы для определения эллипсов ошибок можно найти в (Churina et al., 2001 [65]).

Индивидуальным апексом звезды мы называем точку на небесной сфере с координатами (A, D) в экваториальной системе координат (A – координата по прямому восхождению, D – склонению), на которую направлен вектор, параллельный вектору пространственной скорости звезды, отложенный от точки наблюдения. Мы рассматриваем ниже не апексы, а антиапексы. На небесной сфере антиапексы и апексы находятся в диаметрально противоположных точках, координаты которых по долготе имеют разницу в  $180^\circ$ , а по широте отличаются знаком. Поскольку направления векторов скорости элементов пылевого копья звезды и самой звезды практически совпадают, направление прихода метеора в Солнечную систему близко к антиапексу его звезды.

## 8. ДАННЫЕ

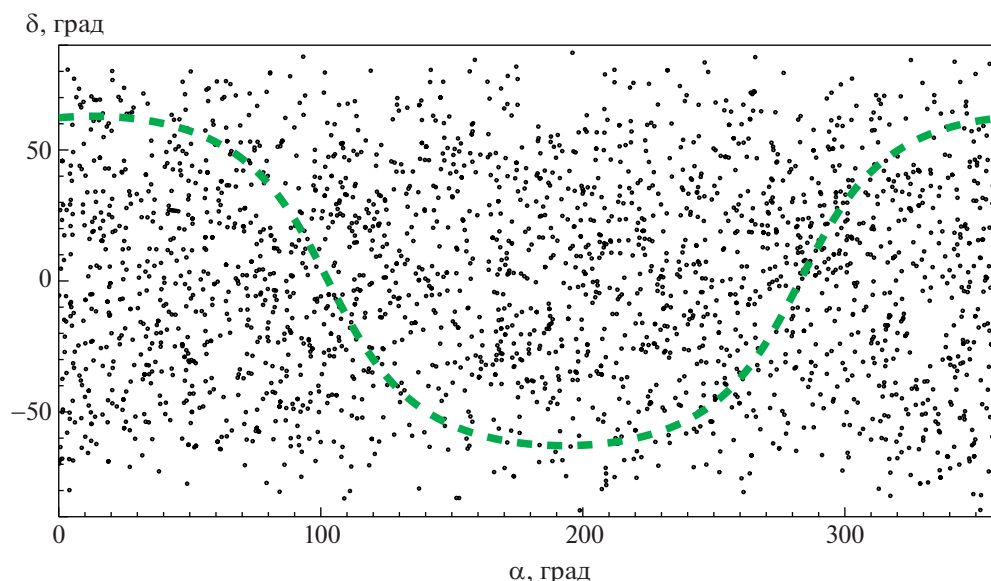
Для составления необходимой выборки звезд, расположенных в пределах 30 пк от Солнца, мы использовали каталог Gaia EDR3, Gaia Collaboration (2020) [66]. Нами были взяты звезды, для которых в Gaia определены лучевые скорости. Наша выборка ограничена числом измерений лучевой скорости в Gaia EDR3, мы планируем расширить ее в продолжении этой работы.

В результате отобрано 2390 звезд. Для расчета положений антиапексов использовались параметры звезд: экваториальные барицентрические координаты (ICRS) на эпоху  $J_0 = 2016.0$ , параллаксы, собственные движения, лучевые скорости и ошибки перечисленных величин.

На рис. 3 представлено распределение звезд нашей выборки на небесной сфере. Указано положение плоскости Млечного Пути. Ясно, что близкие звезды, отобранные нами, довольно равномерно заполняют небесную сферу, заметные области концентрации звезд отсутствуют.

## 9. ДИАГРАММА АНТИАПЕКСОВ

На рис. 4 отмечены положения антиапексов звезд с рис. 3. Картина положения антиапексов этих звезд разительно отличается от равномерного распределения звезд рис. 3. Рисунок 4 наглядно демонстрирует, что около половины околосолнечных звезд являются членами двух хорошо организованных звездных потоков: большого (справа) и малого (слева). Возможно, что эти две больших концентрации согласованного движения околосолнечных звезд имеют более тонкую структуру. Слева на рис. 4 виден местный поток



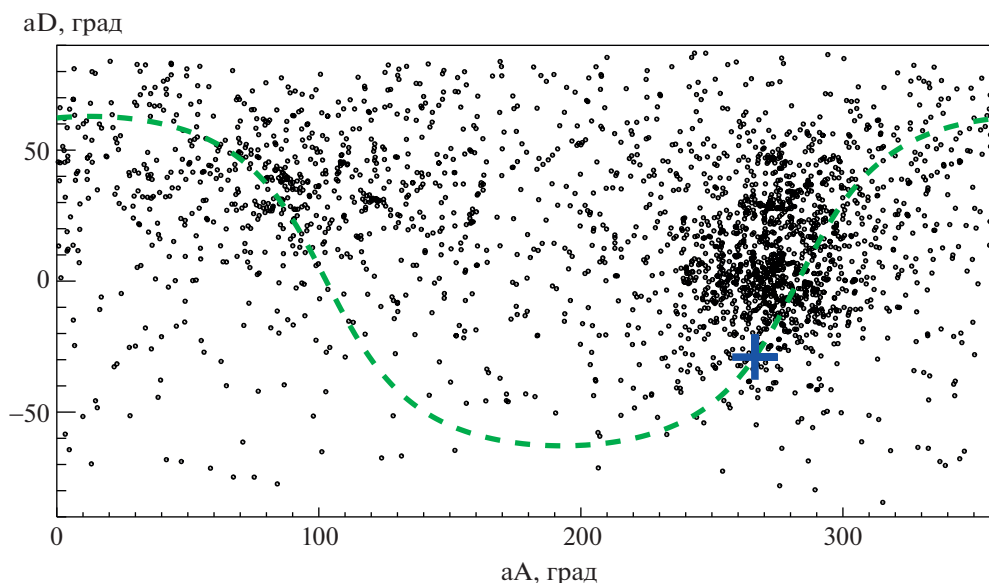
**Рис. 3.** Распределение выборки ( $n = 2390$ ,  $r < 30$  пк) на небесной сфере в экваториальной системе координат. Зеленым штрихпунктиром показана проекция Млечного Пути.

Большой Медведицы (Сириуса). Правая концентрация на рис. 4 содержит звезды потока Сота Berenices, Плеяд, Гиад и Геркулеса. Каждая из указанных концентраций обнаруживает хорошо различимую структуру. Если основные отмеченные группы, вероятно, являются продуктами распада сравнительно близких к Солнцу ОВ ассоциаций, то малые, с размером в несколько градусов, группы звезд отмечают, возможно, звездные копы отдельных звездных скоплений и потоков — продуктов распада звездных скоплений. Антиапексы звезд указывают направления их потенциально возможных потоков пыли, метеоров в земной атмосфере, рожденных в указанных потоках звезд. Дополнительное исследование показало, что указанные на рис. 4 звездные потоки хорошо прослеживаются до 90 пк.

Рисунок 4 демонстрирует наличие двух хорошо выделенных звездных потоков (малый — слева и большой — справа), в которых участвуют около половины звезд из Солнечных окрестностей. Они были впервые отмечены Каптейном сто лет назад (Каптеун, 1922 [67]) в результате детального изучения видимого движения околосолнечных звезд. Координаты антиапексов этих потоков, найденные Каптейном, совпадают с координатами центров двух потоков рис. 4. Концентрация антиапексов близких к Солнцу звезд в два потока делает эти области неба потенциально активными источниками внесолнечных метеоров. Сами указанные звездные потоки могут быть названы потоками Каптейна. Они, согласно рис. 2, являются звездными суперкопьями ОВ ассоциаций.

С целью анализа двух больших концентраций антиапексов звезд на рис. 4 мы построили распределение их звезд по скоростям (рис. 5). На рис. 5, наряду с общим распределением звезд по скоростям, показаны две части этого распределения, относящиеся к разным группам. Сравнение двух распределений демонстрирует, что при  $V \geq 50$  км/с они практически совпадают. А при меньших скоростях они заметно различаются. Если левое распределение рис. 5 имеет характерные скорости  $15 < V$  (км/с)  $\leq 50$ , то правое —  $20 < V$  (км/с)  $\leq 35$ .

На рис. 6 дана диаграмма антиапексов звезд, выбранных с помощью рис. 5 и занимающих приблизительно область максимума распределений, показанных на рис. 5. Диаграмма положения антиапексов звезд из ближайших окрестностей Солнца (рис. 4, рис. 6) при очевидном отсутствии заметных концентраций звезд на небесной сфере (рис. 3) обнаруживает в согласованности антиапексов два звездных потока (Vereshchagin, Chupina, 2015 [68]). Около половины всех звезд в пределах тридцати парсек от Солнца принадлежат этим потокам. Не исключено, что каждый из этих потоков имеет тонкую структуру, обнаруживая видимые концентрации антиапексов звезд с размером порядка  $10^\circ$  (рис. 4). Естественно, что движение звезд солнечной окрестности хорошо изучено. Результатом явилось подтверждение существования двух звездных потоков: Ursa Majoris с возрастом около 400 млн. лет и Pisces-Eridani с возрастом около 120 млн. лет (Savanov, 2021 [69], Meingast et al., 2019 [70]). Когерентное движение звезд в каждом из потоков предполагает их общее



**Рис. 4.** Диаграмма антиапексов 2390 звезд с  $R < 30$  пк, полученная в данной работе. Хорошо заметны две области повышенной звездной плотности. Штриховой линией указано положение Млечного Пути. Синий крестик показывает направление на Центр Галактики.

происхождение в ОБ ассоциациях, распад которых производит звездные потоки в Галактике (Tutukov et al., 2020 [7]). Металличность звезд этих потоков близка к солнечной (Hawkins et al., 2020 [71]), что допускает образование около этих звезд планетных систем с кометными копьями (рис. 2). Солнечная металличность исключает принадлежность звезд этих потоков разрушенным маломассивным спутникам нашей Галактики.

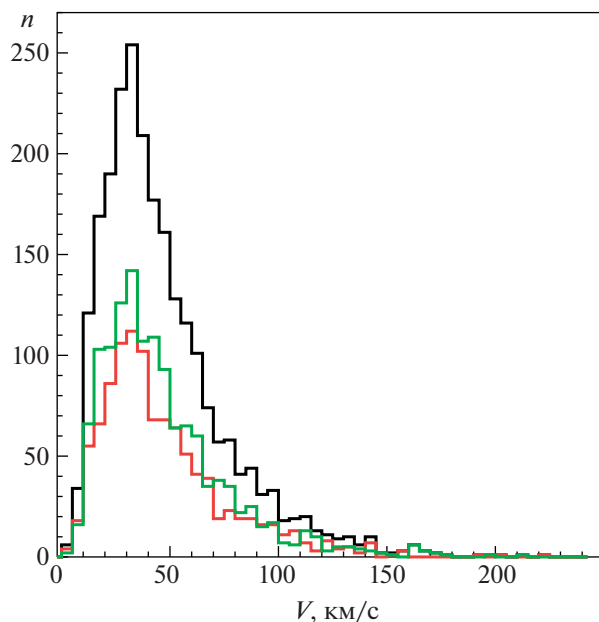
Отметим, что в каждой точке диска Галактики плотность объектов, принадлежащих “АКП-копьям” зависит, вероятно, от возраста последних. Возраст существования звездных ассоциаций составляет несколько млн. лет, поэтому ясно, что их вклад невелик Melnic et al. (2020) [72], Chemel et al. (2022) [73]. С течением времени звездные ассоциации, прекращая свое существование, превращаются в вытянутые звездные структуры (“АКП-копья”), включающие звезды и выжившие РЗС, гравитационно не связанные между собой.

Межзвездные астероиды с гиперболическими орбитами: 21/Борисов (BorISOV et al., 2013 [10]) и 11/Оумуамуа (Hallatt et al., 2020 [11]) являются одними из представителей астероидно-кометного компонента межзвездного твердотельного вещества. Координаты антиапекса последнего из обнаруженных внесолнечных астероидов, сгоревших в земной атмосфере: прямое восхождение  $49^\circ \pm 4^\circ$ , склонение  $11^\circ \pm 2^\circ$  (Siraj, Loeb, 2019a [74]). Скорость его относительно Солнца на бесконечности  $\sim 66.5$  км/с (Siraj, Loeb, 2022 [75]).

## 10. ЭКЗОПЛАНЕТЫ

При поиске метеоров из копий звезд, соседних с Солнцем, нас в первую очередь интересуют звезды, обладающие планетными системами. Поэтому мы провели поиск звезд с  $r < 30$  пк, обладающими зарегистрированными планетами, используя NASA Exoplanet Archive [76]. Это онлайн-астрономический каталог экзопланет и звезд и служба данных, которая собирает и сопоставляет астрономические данные и информацию об экзопланетах и их родительских звездах, а также предоставляет инструменты для работы с этими данными. Эти данные включают параметры звезд (такие как положения, звездные величины и температуры), параметры экзопланет (такие как массы и элементы орбиты) и данные обнаружения/характеристики (такие как опубликованные кривые лучевой скорости, кривые блеска, изображения и спектры).

В данном архиве мы обнаружили 217 звезд, имеющих экзопланеты и расположенных на расстоянии от Солнца до 30 пк, из них 42 звезды расположены на расстоянии от Солнца до 10 пк. Только для 18 звезд из 42 есть измерения лучевых скоростей в Gaia EDR3 (после выхода Gaia DR3 работа будет продолжена по большим данным о лучевых скоростях), используя которые мы можем получить индивидуальные апексы этих звезд. На рис. 7 показано распределение выбранных звезд с экзопланетами по расстоянию от Солнца. На рис. 7 видна роль эффектов наблюдательной селекции за пределами сферы с радиусом 4 парсека. Поскольку, согласно теоретическим и наблю-



**Рис. 5.** Распределение звезд по модулю пространственной скорости. Цветом обозначены гистограммы: черным — для всех ( $n = 2309$ ) звезд, зеленым и красным — для звезд, расположенных в областях повышенной концентрации на рис. 4 и разделенным по положениям антиапексов: зеленым — для звезд с  $aA < 200^\circ$  ( $n = 1324$ ), красным — для звезд с  $aA \geq 200^\circ$  ( $n = 1066$ ). Распределения сходны по форме и положению максимумов.

дательным оценкам, не менее трети звезд имеют планетные системы [8, 77] звезды с рис. 7 представляют не более четверти всех звезд с планетными системами в пределах 30 пк.

Выбранные нами из архива 18 звезд в зоне с  $r < 10$  пк от Солнца, имеющие планетные системы и обнаруженные в GEDR3, нанесены на диаграмму антиапексов, рис. 8. Они представляют наибольший интерес при поиске источников внесолнечных метеоров, будучи предельно близкими к Солнечной системе.

Из нашего списка в 2390 звезд мы также отобрали близкие, расположенные на расстоянии до 10 пк от Солнца, а из них те, которые имеют наиболее точно измеренные лучевые скорости, — с относительной ошибкой лучевой скорости менее 1%. Таких звезд оказалось 36, их мы также отметили на рис. 8. Число звезд, имеющих относительную ошибку лучевой скорости менее 1%, расположенных до 10 пк от Солнца, и у которых обнаружены экзопланеты, оказалось равным четырем. Данные о них приведены в табл. 1. В колонках табл. 1 даны: номер по GEDR3 (Source ID), экваториальные координаты (ICRS), параллакс (Plx), расстояние от Солнца, собственные движения, лучевая

скорость, координаты антиапекса ( $aA$ ,  $aD$ ) и звездная величина  $G$ .

На рис. 8 наряду со звездами нанесены направления прихода трех межзвездных астероидов: 2I/Борисов, 1I/Оумуамуа и сгоревшего метеорита. Интересно, что направления их прихода близки к отмеченным выше направлениям антиапексов движения близких к Солнцу звезд. Пока, конечно, нет оснований утверждать, что это совпадение является надежным аргументом принадлежности этих межзвездных скитальцев к указанному звездному потоку. Сделан только первый шаг в поисках связи межзвездных астероидов со звездами, окружающими Солнце. Необходима дальнейшая целенаправленная работа по изучению окружающей Солнце твердотельного компонента Галактики.

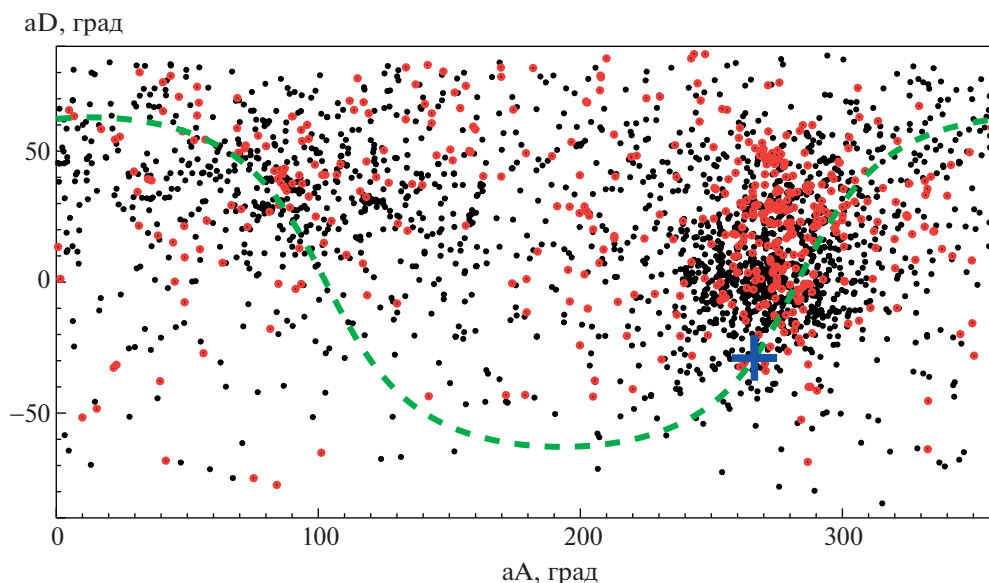
## 11. РАССЕЯННЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ СКОПЛЕНИЯ НА AD ДИАГРАММЕ

Для того чтобы оценить, совпадают ли сгущения точек (антиапексов звезд) на AD-диаграмме с положениями антиапексов ближайших к Солнцу рассеянных звездных скоплений, из каталога Milky Way global survey of star clusters (MWSC) (Kharchenko et al., 2013 [79]), MWSC были выбраны РЗС, расположенные на расстоянии до 300 пк от Солнца. Найдено 23 скопления, для которых мы посчитали антиапексы. К этому списку мы добавили антиапекс потока Большая Медведица, который взят из работы Vereshchagin et al., 2009 [80].

Данные о скоплениях из каталога MWSC даны в табл. 2. Колонки табл. 2 содержат: номер по MWSC, другое имя (Name), тип скопления (Type, флаг “m” обозначает движущуюся группу), экваториальные координаты, собственные движения с ошибкой, лучевые скорости с ошибкой, расстояние от Солнца, возраст и координаты антиапекса, посчитанного нами по исходным данным MWSC.

Полученные антиапексы скоплений мы нанесли на диаграмму антиапексов звезд (рис. 9). Среди скоплений выделены те, которые движутся к Солнцу (отобраны по критерию:  $V_r/V_t < 0.2$ ), а значит, их АКП “копья” ориентированы также по направлению к Солнцу. Рисунок 9 демонстрирует, что большинство близких рассеянных скоплений (табл. 2) принадлежат правому большому потоку, отражающему движение Солнца относительно выборки близких объектов (в данном случае РЗС). Большинство этих скоплений имеет возраст  $\sim 10^8$  лет, что отвечает ожидаемой длине их звездных “копий” в несколько сот парсек. Это гарантирует потенциальную возможность взаимодействия Солнечной системы с пылинками, астероидами и кометами, потерянными их звездами в ходе эволюции.

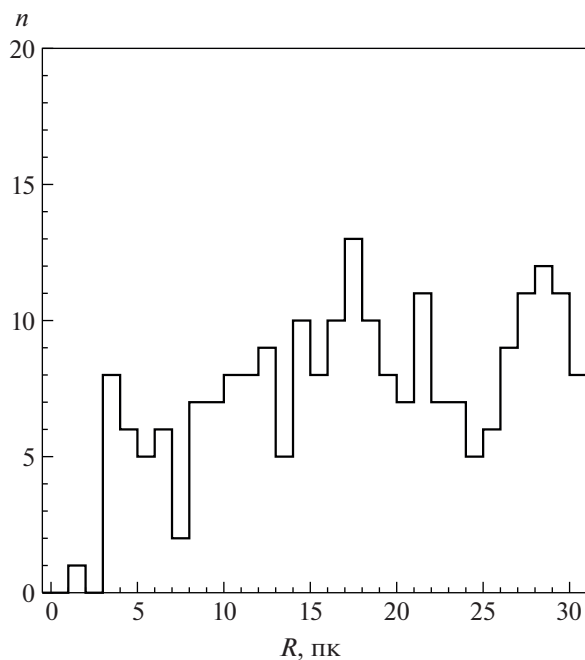




**Рис. 6.** Положения антиапексов звезд, близких ( $R \leq 30$  пк) к Солнцу. Синий крестик показывает направление на Центр Галактики. Красными точками представлены звезды с пространственными скоростями в пределах  $25 \leq V \leq 35$  км/с ( $n = 486$ ). Черные точки – все звезды ( $n = 2309$ ). Зеленым штрихпунктиром обозначено положение Млечного Пути (галактический экватор). Синим крестиком обозначено направление на Галактический Центр.

## 12. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

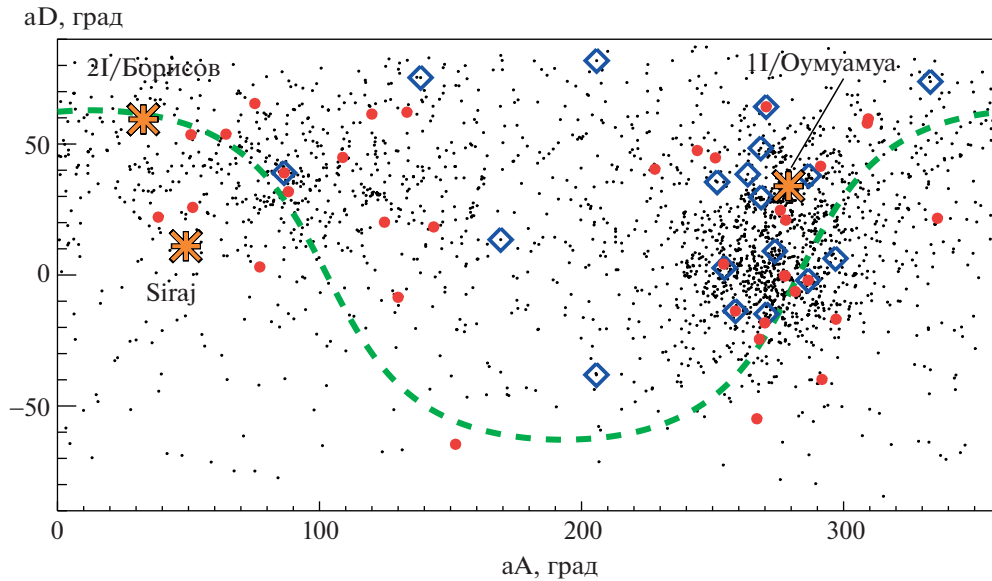
Мы провели анализ положений антиапексов близких к Солнцу ( $R < 30$  пк) звезд с хорошо известными векторами пространственных скоро-



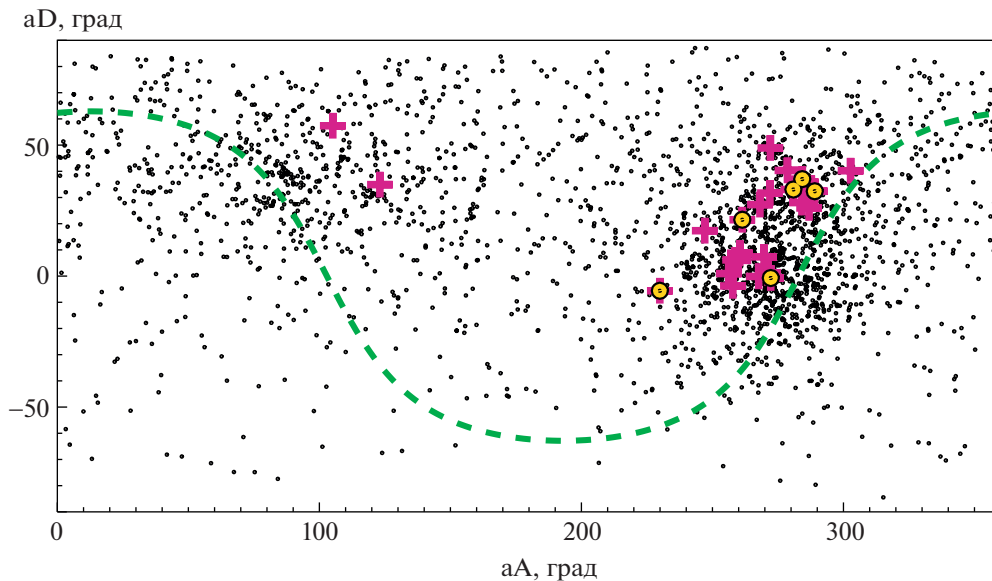
**Рис. 7.** Распределение звезд с известными экзопланетами по расстояниям от Солнца. По данным Архива экзопланет НАСА.

стей с целью поиска направлений прихода межзвездных АКП. Анализ показал, что около половины антиапексов выбранных звезд равномерно рассеяны по небесной сфере. Антиапексы второй половины указывают на существование двух звездных потоков, в “копья” которых погружено наше Солнце. Найденные положения антиапексов позволят установить возможные близкие источники межзвездных метеоров в земной атмосфере. Отметим, что направление одного из них совпадает с направлением на зону звездообразования, включающую Плеяды (Vereshchagin, Churina, 2015 [68]). А направление другого попадает на зону звездообразования, включающую поток Большой Медведицы.

Необходимо отметить, что неравномерная концентрация апексов звезд на рис. 4, рис. 6, рис. 8, рис. 9 связана с движением Солнца. Богатая концентрация звезд, хорошо заметная в правой части на этих рисунках, отражает движение Солнца со скоростью около 15–16 км/с центроидом в направлении  $(l, b) \sim (45^\circ, 20^\circ)$  (или  $(\alpha, \delta) \sim (265^\circ, 21^\circ)$ ); рассеяние относительно центроида связано с разбросом скоростей звезд, хотя, разумеется, тонкая структура распределения может отражать и наличие “шлейфов” ряда более далеких скоплений. Что касается левой концентрации, то ее центроид с хорошей точностью совпадает с направлением на антицентр Галактики; не исключая, что его наличие отражает радиальный компонент движения Солнца относительно близ-



**Рис. 8.** Диаграмма антиапексов звезд нашей выборки. Красными точками отмечены звезды, расположенные на расстояниях до 10 пк от Солнца и имеющие экзопланеты ( $n = 36$ ). Синими квадратиками выделены звезды, отмечены звезды, расположенные на расстояниях до 10 пк от Солнца и крайне малой относительной ошибкой лучевой скорости — менее 1% ( $n = 18$ ). Скорость Солнца относительно местного центроида составляет 15 км/с. Показано положение точек входа 2I/Борисов  $\alpha = 32.8^\circ$ ,  $\delta = 59.4^\circ$  (Bailer-Jones et al. [78]) и 1I/Оумуамуа ( $\alpha = 279.5^\circ$ ,  $\delta = 33.9^\circ$ ) [60] ( $\alpha = 49^\circ \pm 4^\circ$ ,  $\delta = 11^\circ \pm 2^\circ$ , Siraj, Loeb, 2019 [72]). Зеленым штрихпунктиром показана проекция галактического экватора.



**Рис. 9.** Антиапексы звезд окосолнечной окрестности с радиусом 30 пк вместе с положением антиапексов близких (до 300 пк) звездных скопления (лиловые крестики). Желтые точки — антиапексы скопления с  $V_t/V_r < 0.2$ , где  $V_t$  — тангенциальная скорость и  $V_r$  — лучевая скорость.

ких звезд по направлению к центру Млечного Пути со скоростью около 10 км/с.

Рисунки 4 и 6 наглядно демонстрируют структуру звездных потоков в пределах 30 пк от Солнца. Часть звезд этих больших потоков обнаружи-

вают тонкую структуру в виде потоков с угловой шириной в несколько градусов. Вероятной причиной появления такой структуры является распад звездных скопления — членов исходных ОБ ассоциаций [7]. Некоторые из оставшихся гравити-

Таблица 2. Список выбранных РЗС и потоков

MWSC	Name	Type	RAJ2000 deg	DEJ2000 deg	pmRA mas/yr	pmDE mas/yr	e_pm mas/yr	RV km/s	e_ km/s	d pc	lg t [yr]	aA deg	aD deg
0007	Blanco_1		000.885	-30.000	19.71	2.28	0.18	5.5	2.04	250	7.750	256.21681	0.97266596
0109	Platais_2	m	018.225	+32.050	13.85	-11.29	0.34	6.5	3.53	190	8.313	247.06449	17.327886
0274	Melotte_20		051.675	+48.800	21.49	-26.11	0.18	-1.4	0.65	175	7.700	280.89902	33.055459
0278	Alessi_13	m	052.020	-35.870	35.80	-3.27	0.75	19.5	3.00	112	8.720	284.14318	28.054018
0305	Melotte_22		056.505	+24.370	19.40	-46.00	0.15	5.5	0.33	130	8.150	272.09217	48.903105
0395	Platais_3	m	069.450	+71.470	3.35	-21.15	0.37	7.0	3.70	170	8.800	257.80359	-3.7574408
0467	Platais_4		076.717	+22.573	0.80	-6.44	0.32	13.8	5.08	275	8.550	260.45440	8.7233668
0544	Mamajek_3	m	081.502	+06.330	10.00	-32.24	0.81	13.1		95	7.500	278.62154	40.326012
0763	Platais_5	m	093.675	-22.500	-6.10	7.00	0.20	30.9		272	7.780	259.86663	6.0386490
1308	NGC_2451A		115.335	-38.520	-21.80	15.13	0.61	22.6	4.49	188	7.760	258.65034	6.1866910
1527	NGC_2632		130.095	+19.690	-36.54	-13.36	0.11	33.4	0.52	187	8.920	267.66617	-0.12263750
1529	IC_2391		130.065	-53.028	-24.20	23.42	0.62	14.6	1.39	165	8.050	271.11419	1.2311957
1535	Mamajek_1	m	130.470	-79.045	-29.41	27.40	2.16	15.0	1.05	112	6.990	268.12452	27.2950006
1629	Platais_8		136.875	-59.160	-15.00	14.80	0.28	17.3	3.09	141	7.750	286.87022	26.008896
1639	Platais_9	m	137.955	-43.530	-24.50	12.00	0.23	17.8	1.48	200	8.090	269.71737	7.3392288
1841	IC_2602		160.440	-64.400	-16.95	9.65	0.18	21.9	2.54	151	8.345	302.72921	40.205119
1990	Feigelson_1	m	180.300	-78.335	-40.45	-3.91	1.56	13.7	0.87	117	6.600	271.94974	31.688253
2020	Melotte_111		185.985	+26.300	-11.72	-8.76	0.29	-1.0	0.48	87	8.840	284.27458	37.008141
2150	Platais_10		205.290	-59.225	-29.90	-10.70	0.60	-8.0	7.40	246	8.340	272.27119	-0.73942280
2650	Mamajek_2	m	264.472	-08.085	-11.50	-20.90	1.02	-18.5	2.00	174	8.100	289.04882	32.386174
2670	Alessi_9		266.295	-47.185	10.75	-9.50	0.40	-11.6	1.20	218	8.550	229.92610	-5.5998449
3078	Ruprecht_147		289.092	-16.250	-1.59	-28.04	0.32	41.0		270	9.330	105.12140	57.384643
3654	ASCC_123	m	340.597	+54.250	12.55	-1.00	0.49	-6.5	6.49	250	8.191	261.39175	21.511055

тационно связанными звездных скоплений: Плеяды, Гиады, распадаясь со временем, сами обладают звездными потоками-копьями, демонстрируя их на рис. 9. Для настоящей работы важно, что указанные звездные потоки сопровождаются твердотельным материалом, включающим пыль, песок, астероиды, кометы и планеты. Самые многочисленные объекты этих потоков: пылинки, песок и камни могут создавать метеорные явления в земной атмосфере или попадать на Землю в виде метеоритов. Последние явления ставят две задачи. Первая — использовать направления прихода в Солнечную систему метеоров с гиперболическими орбитами для сравнения с антиапексами близких звезд и скоплений, вторая включает поиск в земных коллекциях метеоритов посланцев других планетных систем. Поиск химических методов идентификации межзвездных комет демонстрирует обнадеживающие результаты.

Анализ положений околосолнечных молодых ( $\leq 10^6$  лет) звезд, лежащих в пределах 500 пк от Солнца, выполненный Porras et al. (2003) [81], обнаружил области их концентрации в направлениях на Центр и Антицентр Галактики. Каждая из областей содержит по несколько ОВ ассоциаций и молодых звездных потоков. Положения этих молодых звезд совпадают с направлениями двух звездных потоков, зарегистрированных в настоящей работе (рис. 4, рис. 6). То есть потоки в пределах 30 пк от Солнца являются частями больших потоков звезд с размерами в несколько сот парсек, расположенных в околосолнечных окрестностях Галактики.

Численное восстановление орбиты астероида 21/Борисов (Borisov et al., 2013 [10]) 11/Оумуамуа (Hallatt et al., 2020 [11]) вместе с орбитами семи млн. звезд, близких к Солнцу, позволило установить, что около млн. лет назад 21 был в пределах  $10^4$  а. е. от MOV карлика Ross 573 (Bailer-Jones et al., 2020 [78]). Небесные координаты направления прихода этого астероида в Солнечную систему:  $\alpha = 32^\circ.798 \pm 0^\circ.005$ ,  $\delta = 59^\circ.44 \pm 0^\circ.002$ . Анализ орбиты другого межзвездного скитальца 11/Оумуамуа (Hallatt et al., 2020 [11]) привел к выводу о возможной связи его с движущимися группами молодых звезд Carina и Columba (Hallatt, Wiegert, 2020 [82]). Конечно, первые попытки отождествления межзвездных метеороидов и астероидов имеют малые шансы на однозначную идентификацию их источников среди ближайших звезд. Число потенциальных звезд-источников в пределах пока слабо определенных угловых  $\sim 1^\circ$  и скоростных  $\sim 1$  км/с координат остается слишком большим  $\sim 10^5$ . Звезды, близкие к Солнцу, выделены большей плотностью потока пыли их кометных копий, что оставляет надежду на иденти-

фикацию, со временем, их метеоров, более многочисленных.

На рис. 10 приведена зависимость лучевой скорости звезд из солнечной окрестности с радиусом 30 пк от их прямого восхождения. Малый поток при  $aA < 180^\circ$  имеет характерную дисперсию скоростей  $\sim 20$  км/с, а большой при  $aA \geq 180^\circ$  —  $\sim 30$  км/с. Разница в величинах дисперсии скоростей является вероятным следствием примерно двукратной разницы в массах исходных АВ ассоциаций. Об этом же свидетельствует и относительное обилие звезд этих двух потоков.

Итогом выполненного нами исследования является установление структуры кинематики звезд с  $R < 30$  пк, окружающих Солнце. Рисунки 4 и 6 демонстрируют, что около половины звезд движутся случайным образом с дисперсией скоростей  $\sim 20$  км/с (рис. 5, рис. 10). Другая половина близких звезд организована в два потока с дисперсией скоростей звезд каждого 20–30 км/с. Эти потоки являются звездными копиями двух близких к Солнцу ОВ ассоциаций, включающими в свой состав наряду со звездами несколько близких к Солнцу звездных скоплений диска нашей Галактики. В поисках источников внесолнечных метеоров и, вероятно, метеоритов следует иметь в виду, что солнечная система погружена в кометные копыа тысяч звезд диска Галактики — Млечного Пути. Найденные потоки сохраняют шансы на то, что их сравнительная молодость ( $\sim 10^8$  лет) и близость к Солнцу их источников ( $\sim 400$  пк) позволяют им выделиться на метеорном небе Земли внесолнечных метеоров. Для поиска антиапексов земных метеоров необходимо восстановление их орбит за пределы Солнечной системы с учетом гравитации Солнца и планет-гигантов Солнечной системы.

Для отождествления возможных узких, в несколько угловых градусов, звездных потоков, видимых на рис. 4, с продуктами распада звездных скоплений ОВ ассоциаций необходимо дополнительное исследование. Это исследование должно включать наряду со статистическим анализом реальности самих сгущений антиапексов изучение распределения в пространстве этих звезд, распределения их скоростей и диаграммы Герцшпрунга–Рассела их звезд.

Еще одним, не исключено, что главным, потенциально активным источником внесолнечных метеоров может являться Млечный Путь. В нем расположены многие миллионы старых звезд с длинными кометными копиями низкой плотности, в объем которых попадает Солнечная система. Оценка мощности этого потока дана в параграфе 3.

И, наконец, можно ожидать, что самые близкие ( $R \leq 10$  пк), сравнительно молодые звезды, обладающие планетными системами, окажутся ак-

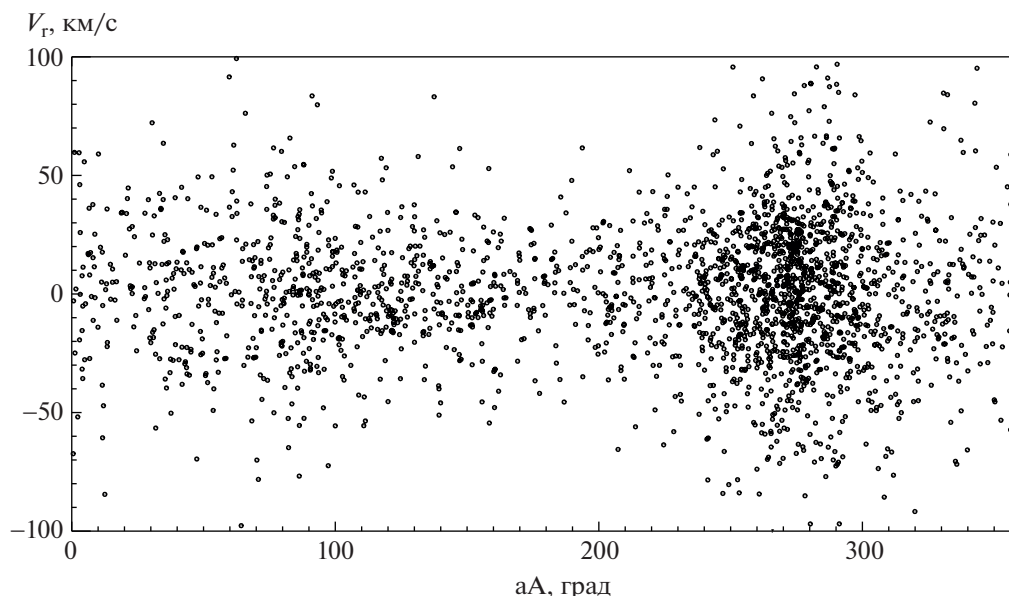


Рис. 10. Лучевая скорость околосолнечных звезд в зависимости от прямого восхождения их антиапексов.

тивными источниками метеорной пыли. Количественная, сравнительная оценка мощности трех основных, выделенных на небе источников метеоров: звезд Млечного Пути, двух звездных потоков Каптейна и близких планетных систем пока не представляется возможной ввиду недостаточной определенности многих входящих в такую оценку параметров.

Ближние к Солнцу звезды, обладающие планетами, интересны для нас еще в одном отношении. Ранее численным моделированием было показано, что звезды с удаленными от них планетами-гигантами являются эффективными ускорителями околозвездного твердотельного материала: пыли, комет, астероидов и планет [7]. Это ведет к потере этих объектов планетными системами со скоростями в несколько километров в секунду. Естественно предположить, что столкновение Солнечной системы с межзвездными астероидами и кометами может вести к гравитационному

захвату последних Солнечной системой. То есть некоторая часть объектов Солнечной системы (астероидов, комет, планет) может быть продуктами такого захвата. Поэтому близкие к Солнцу планетные системы с предельно малыми относительно Солнца скоростями ( $< 3$  км/с) могут обмениваться таким образом своими твердотельными объектами с Солнечной системой. Среди отобранных нами звезд из окрестностей Солнца в этом отношении сейчас интересны звезды GEDR3 825 160940954 112 128, 5931 674608438 449 792 (табл. 3). Наиболее перспективные кандидаты для указанного обмена твердотельными объектами — широкие двойные системы, каждый из компонентов которых обладает планетной системой, и звезды рассеянных звездных скоплений.

Еще одним следствием обмена астероидами и кометами между планетными системами является то, что часть метеоритов земных коллекций принадлежала когда-то другим планетным системам.

Таблица 3. Звезды с одинаковым движением с Солнцем, пространственная скорость которых относительно Солнца не превышает 5 км/с

Source ID	Имя	Номер HIP	Комментарий
825 160940954 112 128	PG 0943+489		
5931 674608438 449 792	HD 146464	HIP 79958	Rotationally variable Star
2786203082290674048	$\rho$ Psc	HIP 6706	Variable Star
2635679803009267840	PM J23073-0415		High proper-motion Star
1237090738916392704	$\xi$ Boo A		High proper-motion Star
4532560355640612608	HD 174160	HIP 92270	

## БЛАГОДАРНОСТИ

В ходе работы нами использовался Архив экзопланет НАСА, который находится в ведении Калифорнийского технологического института по контракту с Национальным управлением по аэронавтике и исследованию космического пространства в рамках Программы исследования экзопланет.

В этой работе использовались данные миссии Gaia Европейского космического агентства (ESA) (<https://www.cosmos.esa.int/gaia>), обработанные Консорциумом обработки и анализа данных Gaia (DPAC, <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>).

Финансирование DPAC было предоставлено национальными учреждениями, в частности учреждениями, участвующими в Многостороннем соглашении Gaia. Веб-сайт миссии Gaia: <https://www.cosmos.esa.int/gaia>. Веб-сайт архива Gaia: <https://archives.esac.esa.int/gaia>.

В ходе настоящей работы использовалась база данных SIMBAD (<http://cds.u-strasbg.fr>), работающая в CDS, Страсбург, Франция.

Авторы благодарят профессора Э. Крюгеля за обсуждение проблемы межзвездных метеоров и полезные советы. Авторы благодарят рецензента за полезные замечания.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Авторы выражают благодарность Министерству науки и высшего образования Российской Федерации за поддержку в рамках гранта 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *W. Herschel*, PTRS of London, Series I **102**, 115 (1812 a).
2. *W. Herschel*, PTRS of London, Series I **102**, 229 (1812 b).
3. *P. Laplace*, *Essain philosophique surles probabilities* (Courcier, 1814).
4. *T. Heidarzadeh*, *Comets in the Laplace Cosmos* (187, 2008).
5. *D. Seligman, L. Rogers, S. Cabot, et al.*, *astro-ph/2204.13211*.
6. *G. Schiaparelli*, *Note e riflessioni intorno alla teoria astronomica delle stele* (Firenze, 1867).
7. *A. Tutukov, G. Dryonova, and V. Dryonov*, *Astron. Rep.* **64**, 936, (2020).
8. *А. Г. Масевич, А. В. Тутуков*, *Эволюция звезд: теория и наблюдения* (М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 280 с., 1988).
9. *N. Miret-Roig, H. Bony, S. Raymond, et al.*, preprint *astro-ph/2112.11999*.
10. *G. Borisov, I. Ionov, O. Bryzgalov, et al.*, *MPEC*, 51 (2013).
11. *T. Hallatt and P. Wiegert*, preprint *astro-ph/1911.02473*; *Astron. J.* **159**, 147 (2020).
12. *A. Siraj and A. Loeb*, preprint *astro-ph/1904.07224*, 2019a The 2019 Discovery of a Meteor of Interstellar Origin.
13. *D. Hoover, D. Seligman, and M. Payne*, preprint *astro-ph/2109.10460* (2021).
14. *K. Malhan, R. Ibata, and N. Martin*, preprint *astro-ph/2012.05271* (2020).
15. *X. Liang, J. Zhao, T. Oswalt, et al.*, *Astrophys. J.* **844**, 152 (2017).
16. *A. Kepley, H. Morrison, F. Helmi, et al.*, *Astron. J.* **134**, 1579 (2007).
17. *M. Landgraf*, *ESASP* **495**, 627 (2001).
18. *R. Musci, R. P. Weryk, P. Brown, et al.*, *Astrophys. J.* **745**, 161 (2012).
19. *A. C. B. Lovell*, *Meteor astronomy*, Clarendon, Oxford, (1954). *Meteor astronomy*. By A. C. B. Lovell. Oxford (Clarendon Press), 1954. Pp. xiv, 463; 3 Plates; 187 Figs.; 175 Tables. Appendix I, II. 60s, (1954).
20. *A. Airo, S. Weigert, and C. Beck*, *Bioflumology: Microbial mat growth in flumes European Planetary Science Congress 2014*, EPSC Abstracts **9**, id. EPSC2014-624 (2014).
21. *M. Hajdukova and T. Paulech*, *Contrib. Astronom. Obs. Skalnaté Pleso* **37**, 18 (2007).
22. *M. Hajdukova*, EPSC **12**, v7 (2012).
23. *M. Froncisz, P. Brown, and R. Weryk*, preprint *astro-ph/2005.10896* (2020).
24. *A. Siraj and A. Loeb*, preprint *astro-ph/1906.03270* (2019b).
25. *A. Tutukov and B. Shustov*, *Astrophysica* **72** (2020).
26. *E. Krugel*, *Physics of Interstellar dust*, 2003 (1990).
27. *M. Gordon, R. Humphreys, R. Jones, et al.*, *Astron. J.* **155**, 212 (2018).
28. *J. Knude, M. Winther, and H. Schnedrer*, *Astron. and Astrophys.* **179**, 115 (1987).
29. *M. Millard and A. Ravi*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **257**, 36 (2021).
30. *J. Eatson, J. Pittard, and S. Van Loo*, preprint *astro-ph/2204.07397* (2022).
31. *L. Necib, B. Ostidick, M. Lisanti, et al.*, *Nature Astronomy*, Advanced Online Publication (2022).
32. *L. Necib, M. Lisanti, and V. Belokurov*, *Astrophys. J.* **874**, 1, id. 3, 22 (2019).
33. *S. Ratzenböck, S. Meingast, G. Almes, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **639**, 64 (2020).
34. *F. Zwicky*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **63**, 61 (1951).
35. *Yu. Shchekinov, B. Nath, and E. Vasiliev*, preprint *astro-ph/2203.14073*.
36. *V. Elkin*, *Astrophys. J.* **12**, 4 (1900).
37. *E. Öpik*, *Ernst Observations of Meteor Velocities 1931-1940 Publications of the Tartu Astrofizica Observatory* **30**, F3 (1940).
38. *F. L. Whipple*. *Photographic meteor studies, III. The Taurid shower*. *Proc. Am. Phil. Soc.* **83**, 711–745, (1940).
39. *E. Grun, H. Zook, M. Baguhl, et al.*, *Nature* **362**, 428 (1993).
40. *P. C. Frisch, J. Dorschner, J. Geiss, et al.*, *Astrophys. J.* **525**, 492, (1999).

41. *H. Kriiger, M. Landgraf, N. Altobelli, et al.*, *Space Sci. Rev.* **130**, 401, (2007).
42. *U. Baggaley, H. Marsch, and S. Close*, *Dust in Planetary Systems* **643**, 27 (2007).
43. *F. Colas, B. Zanda, J. Bonley, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **644**, A53 (2020).
44. *E. Drolshagen, T. Ott, D. Koschny, et al.*, *Plan. and Space Sci.* **184**, 104869, (2020).
45. *B. Khrenov, N. Kalmukov, P. Klimov, et al.*, preprint astro-ph/2108.07021.
46. *T. Cantat-Gaudin, F. Anders, A. Castro-Ginard, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **640**, 1 (2020).
47. *A. Piskunov, N. Kharchenko, S. Röser, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **445**, 545 (2006).
48. *J. Kastner and D. Principe*, preprint astro-ph/2204.00863.
49. *S. Meingast, J. Alves, and A. Rottensteiner*, *Astron and Astrophys.* **645**, A84, 23 (2021).
50. *A. Tutukov, S. Vereshchagin, and M. Sizova*, *Astron. Rep.* **64**, 827 (2020).
51. *A. Tutukov, S. Vereshchagin, and M. Sizova*, *Astron. Rep.* **65**, 1085 (2021).
52. *J. Kapteyn*, *KNAB* **8**, 691 (1905).
53. *O. Eggen, Galactic Structure* (ed. A. Blaauw, M. Schmidt, Chicago Up, 111, 1965).
54. *A. Tutukov and M. Smirnov*, *So Sy R* **38**, 279, (2004).
55. *S. Meingast and J. Alves*, *Astron. and Astrophys.* **621**, L3 (2019).
56. *S. Röser, E. Schilbach, and B. Goldman*, *Astron. and Astrophys.* **621**, L2 (2019).
57. *G. M. Seabroke and G. Gilmore*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **380**, 1348 (2007).
58. *J. Zhao, G. Zhao, and Y. Chen*, *Astrophys. J. Lett.* **692**, 2, L113 (2009).
59. *T. M. Eubanks*, *Astrophys. J. Lett.* **874**, L11 (2019).
60. *C. A. L. Bailer-Jones, D. Farnocchia, K. J. Meech, et al.*, *Astron. J.*, **156**, 205 (2018).
61. *M. Micheli, D. Farnocchia, K. J. Meech, et al.*, *Nature* **559**, 223 (2018).
62. *E. Gaidos, J. Williams, and A. Kraus*, *RNAAS* **1**, 13 (2017).
63. *F. Feng and H. R. A. Jones*, *Astrophys. J. Lett.* **852**, 2, id. L27 (2018).
64. *X. Pang, S-Y. Tang, Y. Li, et al.*, preprint astro-ph/2204.06000.
65. *N. V. Chupina, V. G. Reva, and S. V. Vereshchagin*, *Astron. and Astrophys.* **371**, 115 (2001).
66. *Gaia Collaboration, A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, C. Babusiaux, and M. Biermann*, *Gaia Early Data Release 3: Summary of the contents and survey properties.* (2020).
67. *J. Kapteyn*, *Astrophys. J.* **55**, 302, (1922).
68. *S. Vereshchagin and N. Chupina*, *Baltic Astron.* **24**, 421, (2015).
69. *I. Savanov*, *Astrophysica* **64**, 178 (2021).
70. *S. Meingast, J. Alves, and V. Fürnkranz*, *Astron. and Astrophys.* **622**, 13 (2019).
71. *K. Hawkins, M. Lucey, and J. Curtis*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **496**, 2422 (2020).
72. *A. M. Melnik and A. K Dambis*, *Internal motions in OB associations with Gaia DR2* *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **493**, 2339 (2020).
73. *Alexander A. Chemel, Richard de Grijs, Elena V. Glushkova, and Andrey K. Dambis*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **515**, 4359 (2022).
74. *A. Siraj and A. Loeb*, preprint astro-ph/2209.09905, (2019).
75. *A. Siraj and A. Loeb*, preprint astro-ph/2204.08482.
76. *NASA Exoplanet Archive, A service of NASA Exoplanet Science Institute*, <http://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu>.
77. *A. Tutukov*, *Astron. and Astrophys.* **70**, 57 (1978).
78. *C. Bailer-Jones, D. Farnocchia, Q. Ye, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **634**, 14 (2020).
79. *N. V. Kharchenko, A. E. Piskunov, S. Roeser, E. Schilbach, and R.-D. Scholz*, *VizieR On-line Data Catalog: J/A+A/558/A53* (2013).
80. *S. Vereshchagin, V. Reva, and N. Chupina*, *Astron. Rep.* **53**, 3, 243 (2009).
81. *A. Porras, M. Christopher, L. Allen, et al.*, *Astron. J.* **126**, 1916 (2003).
82. *T. Hallatt and P. Wiegert*, *Astron. J.* **159**, 4, 147, 15 pp. (2020).

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОХЛАЖДЕНИЯ НА ФАЗЕ СПАДА СОЛНЕЧНЫХ И ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК

© 2022 г. И. Д. Мотык<sup>1</sup>, \*, Л. К. Кашапова<sup>1</sup>, \*\*

<sup>1</sup> Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

\*E-mail: [ilymotyk@gmail.com](mailto:ilymotyk@gmail.com)

\*\*E-mail: [lkk@iszf.irk.ru](mailto:lkk@iszf.irk.ru)

Поступила в редакцию 04.04.2022 г.

После доработки 04.07.2022 г.

Принята к публикации 30.08.2022 г.

Работа посвящена исследованию процессов охлаждения и потери энергии на фазе спада вспышек. Именно во время этой фазы одновременно с процессами охлаждения и потери энергии могут возникать различные волновые процессы, приводящие к дополнительному энерговыделению, что делает ее интересным объектом исследования. Считается, что охлаждение вспышечной плазмы на фазе спада происходит за счет двух процессов – теплопроводности и потерь за счет излучения. В начале доминирует процесс теплопроводности, а затем наступает полное доминирование процесса потерь за счет излучения. Мы провели анализ средних временных профилей солнечных вспышек в полосах SDO/AIA 304, 1600 и 1700 Å и среднего временного профиля вспышки в белом свете карлика спектрального класса M4. Для описания временных профилей была предложена аналитическая модель, основанная на известных формулах поведения температуры. Результаты анализа с помощью разработанной модели показали, что доминирование процесса охлаждения за счет потерь на излучение для полосы SDO/AIA 304 Å наступает раньше, чем это определено в стандартной модели. Для других спектральных полос процесс потерь за счет излучения практически все время доминирует на фазе спада. Сравнение результатов, полученных для вспышек на красном карлике M4 и в солнечных вспышках, показало, что процессы охлаждения в солнечных и звездных вспышках схожи и зависят от структуры атмосферы. Предложенная аналитическая модель может использоваться для разделения классической формы затухания и накладывающихся на нее процессов энерговыделения.

*Ключевые слова:* Солнце, плазма, вспышки

DOI: 10.31857/S0004629922100097

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Эволюцию солнечной вспышки можно разделить на два основных этапа: фаза роста, часто называемая импульсной, и фаза спада. Во время фазы роста происходит основное выделение энергии, сопровождаемое быстрым ростом интенсивности излучения в широком диапазоне электромагнитного спектра. Основными характеристиками фазы спада являются охлаждение вспышечной плазмы и постепенное уменьшение интенсивности излучения в различных спектральных диапазонах [1]. Процессы, происходящие во время фазы спада, тесно связаны с параметрами вспышки как явления. Например, как было показано в исследовании [2], скорость спада излучения в момент быстрого остывания в фазе спада говорит о мощности вспышки в максимуме. Несмотря на повышенный интерес к импульсной фазе вспышек [3], энергия, выделяемая как на фазе роста, так и на фазе спада, сравнимы [4]. К тому же на фазе спада

часто начинают проявляться различные волновые процессы [5], что делает ее интересным объектом исследования.

В численных и аналитических моделях солнечных вспышек считается, что фаза спада начинается с момента, когда температура плазмы достигает максимального значения [6]. Существуют различные аналитические модели, описывающие поведение параметров плазмы в фазе спада [6, 7], однако все модели сходятся на том, что в фазе спада работают, в основном, два процесса – теплопроводность и потеря энергии за счет излучения. Наиболее распространенная модель, аналитически описывающая охлаждение плазмы во вспышках, представлена в работе [8]. Согласно этой модели первоначально доминирует процесс теплопроводности, однако, в связи с непостоянной однородностью плазмы процесс теплопроводности ослабевает, и процесс охлаждения за счет излучения начинает доминировать вплоть до



полного остывания вспышки. Считается, что если наступает доминирование потерь за счет излучения, вклад потерь за счет теплопроводности становится пренебрежимо мал. Это связано с тем, что функция изменения температуры при охлаждении за счет теплопроводности показывает более быстрое уменьшение значения температуры, чем за счет охлаждения из-за излучения. Поэтому при комбинации этих двух процессов любой существенный вклад охлаждения за счет теплопроводности не позволит реализовать доминирование охлаждения за счет излучения.

Несмотря на очевидное и достаточно однозначное описание процессов охлаждения во время фазы спада вспышки, сравнение с наблюдательными данными дает противоречивые результаты. Например, в статье [9] было проведено сравнение наблюдаемого времени остывания солнечных вспышек с теоретическими расчетами, выполненными с помощью модели, приведенной в [8]. Для 72 вспышек класса M и X было обнаружено, что модель предсказывает меньшее время охлаждения для 58 (80%) вспышек, т.е. более быстрое охлаждение. Также доминирование в начале процесса теплопроводности наблюдается только у 28 (20%) вспышек. Это расхождение можно объяснить некими особенностями строения или распределения плазмы в короне, или тем, что наблюдались вспышки со сложным сценарием, подразумевающим наличие источников энергии на фазе спада. Однако результаты исследования более низких слоев излучения также дают результаты, не совсем согласующиеся с теоретическими прогнозами. Исследование классического временного профиля солнечных вспышек в нижних слоях солнечной атмосферы было проведено в работе [10]. Основной целью работы было создание усредненных профилей и их аналитических представлений для излучения солнечной вспышки, аналогичных предложенному для белого света красного карлика GJ 1243 спектрального класса M4 [11]. Для создания средних временных профилей были использованы временные профили в полосах 304, 1600 и 1700 Å, полученных с помощью инструмента SDO/AIA. Поток для отобранных событий были получены интегрированием интенсивности всего диска, чтобы воспроизвести поток Солнца как звезды. Далее каждый временной профиль был нормирован на максимум потока, таким образом максимальное значение потока для временных профилей всех вспышек равен единице. Момент времени, который ему соответствует, был выбран за нулевое значение на оси времени. Значения времени до этого момента имеют отрицательный знак, после — положительный. Так как целью исследования была фаза спада, то за единицу времени был выбран временной промежуток, за который поток уменьшается на 50% от максимума. Нормированные по интен-

сивности и времени профили были еще раз протестированы на отсутствие значительных увеличений интенсивности на фазе спада. Для событий, используемых для создания среднего временного профиля, увеличения не должны были превышать 30% от максимума. После этого каждый временной профиль был линейно интерполирован на временную сетку с равномерным шагом  $0.01 t_{1/2}$ . Значение среднего временного профиля вычислялось как медианное значение для каждой временной ячейки. При сравнении среднего временного профиля солнечной вспышки в полосе 304 Å SDO/AIA и фазы спада теоретического профиля из работы [12] было обнаружено различие между наблюдениями и теорией. Также анализ средних временных профилей с помощью формул, описывающих эволюцию температуры из работы [8], показал, что процесс затухания лучше описывается функцией процесса потери энергии за счет излучения, чем функцией для процесса теплопроводности. Объяснение того, почему именно температура определяет поведение излучения, можно найти в работе [13] по исследованию звездных вспышек. Анализ наблюдений вспышек звезды AD Leo (спектрального класса M3.5) в оптическом диапазоне показал, что в максимуме яркости вспышки интенсивность можно описать формулой Больцмана для абсолютно черного тела. Таким образом, в течение некоторого периода времени интенсивность может быть представлена как функция от температуры. Однако в работе [10] было проведено фитирование каждого процесса по отдельности, что не позволило выявить момент смены доминирования одного процесса другим, а также ответить на то, за счет чего вспышки могут остывать медленнее, чем предсказывает теория.

Данная работа направлена на устранение этого пробела и продолжение исследования процессов на фазе спада с использованием усредненных профилей солнечной вспышки.

## 2. МОДЕЛЬ И ДАННЫЕ

Одной из сложностей при изучении фазы спада является описание вклада плазмы различной температуры в интенсивность излучения. Общепринято, что интенсивность излучения в спектральных полосах крайнего ультрафиолета определяется как интеграл произведения функции распределения, зависящей от температуры, и распределения количества плазмы с температурой (или дифференциальная мера эмиссии). При этом форма дифференциальной меры эмиссии может меняться от фазы вспышки [14]. Однако оценки уровня формирования для спектральных полос 304, 1600 и 1700 Å SDO/AIA указывают на то, что уровень формирования излучения вспы-

шек в исследуемых полосах расположен в переходном слое, где с высотой значительно меняется температура и при этом мало изменяется плотность. Таким образом, вкладом изменений дифференциальной меры эмиссии во время фазы спада можно пренебречь. Наблюдательными подтверждениями наших предположений являются результаты, полученные в работах [2, 11, 15] где скорость охлаждения связывалась с энергией вспышки или ее температурой. Поэтому мы можем использовать температурное приближение для создания модели, описывающей спад интенсивности. Мы использовали формулы из работы [8], аналитически описывающие поведение температуры со временем при процессе теплопроводности (1) и процессе потери энергии за счет излучения (2):

$$T_c(t) = T_{c0} \left( 1 + \frac{t}{\tau_{c0}} \right)^{-2/5}, \quad (1)$$

$$T_r(t) = T_{r0} \left( 1 - (1 - \alpha) \frac{t}{\tau_{r0}} \right)^{1/(1-\alpha)}, \quad (2)$$

где  $T_{c0}$  и  $T_{r0}$  — начальные температуры для процессов теплопроводности и потери энергии за счет излучения соответственно,  $\tau_{c0}$  и  $\tau_{r0}$  — времена охладений для тех же процессов соответственно,  $\alpha$  — коэффициент функции радиационных потерь [8].

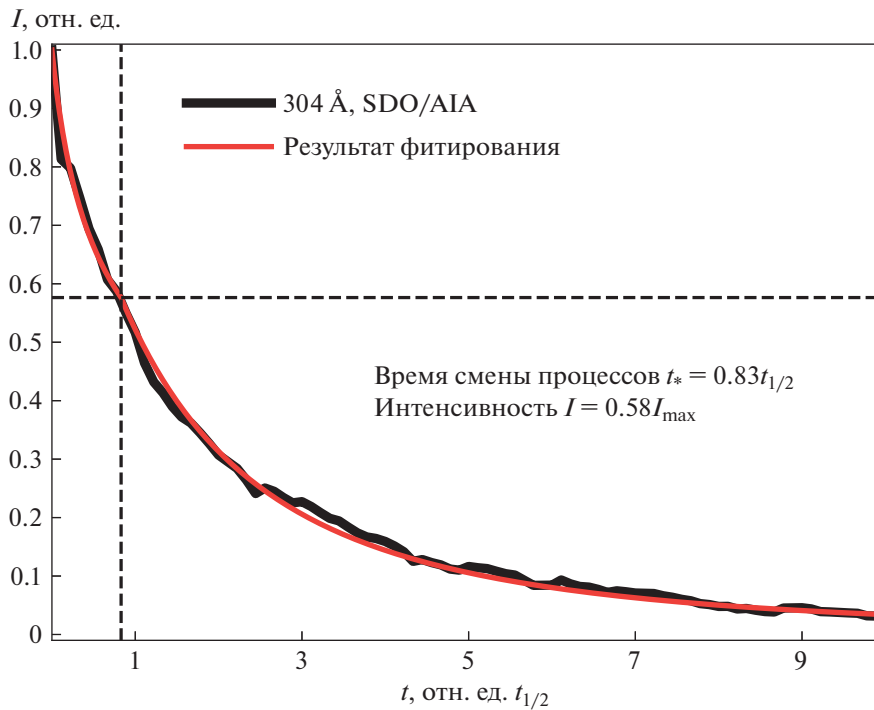
Как уже говорилось выше, согласно используемой модели охлаждения вспышки [8] доминирование процесса потерь за счет излучения не может реализоваться при значимом вкладе механизмов охлаждения за счет теплопроводности. Таким образом, для расчета изменений для фазы с доминированием охлаждения за счет излучения мы можем пренебречь вкладом функции, описывающей изменение температуры за счет теплопроводности. Для фазы доминирования охлаждения за счет теплопроводности мы будем использовать функцию только для этого процесса, как самого быстрого. Таким образом, мы получаем модель, в которой поочередно доминирует один из процессов. Момент времени смены доминирования одного процесса над другим обозначим  $t_*$ . Обычно  $t_*$  является константой, равной моменту, когда температура равна половине максимального значения [6]. В данной модели мы сделаем его переменной величиной, что позволит нам оценить время доминирования процесса теплопроводности. Отметим, что так как мы исключили вклад потерь за счет излучения из первой части фазы, то  $t_*$  будет показывать верхний предел продолжительности доминирования процесса тепло-

проводности. Ниже представлено аналитическое выражение для модифицированной модели  $f(t)$ :

$$f(t) = \begin{cases} \left( 1 + \frac{t}{\tau_{c0}} \right)^{-2/5} & \text{при } t_m \leq t \leq t_*, \\ \left( 1 - \alpha' \frac{t}{\tau_{r0}} \right)^{1/\alpha'} & \text{при } t \geq t_*. \end{cases} \quad (3)$$

Для удобства расчетов было введено обозначение  $\alpha' = (1 - \alpha)$ . Фитирование средних временных профилей проводилось с помощью метода наименьших квадратов. Предполагалось, что для данного значения интенсивности  $I = f(t_*)$  время соответствует моменту перехода. С помощью метода наименьших квадратов находятся параметры  $\alpha'$ ,  $\tau_{r0}$  и  $\tau_{c0}$ , соответствующие наименьшему среднеквадратичному отклонению  $\epsilon$ ;  $\alpha'$ ,  $\tau_{r0}$ ,  $\tau_{c0}$  и  $\epsilon$  сохраняются для дальнейшего анализа. Данная процедура проводилась для всех значений интенсивности в интервале от  $0.05 I_{\max}$  до  $0.99 I_{\max}$  с шагом 0.01. После этого проводится анализ всех  $\epsilon$ , из которых выбирается наименьшее. Параметры, соответствующие этому значению среднеквадратичного отклонения, считаются оптимальными и принимаются за результаты фитирования, включая  $t_*$ .

Использование данной аналитической модели для анализа статистически значимой выборки индивидуальных событий позволяет получить набор параметров, которые смогут характеризовать процессы охлаждения на фазе спада. Однако мы использовали другой подход, основываясь на том, что по представлениям об эволюции вспышки, фаза роста и фаза спада вспышки зависят друг от друга и проходят по одному сценарию независимо от параметров вспышки для “классического” события. Для солнечных вспышек это было показано в статье [16]. Таким образом, для выявления общих закономерностей процессов охлаждения можно использовать усредненный профиль, полученный для выборки событий и нормированный по интенсивности и времени. Экспериментальное обоснование этого подхода было проверено для вспышек на звезде GJ 1243 (M4) в статье [11]. В данной работе было отмечено удивительно точное совпадение индивидуальных профилей “классических” вспышек с результатом фитирования аналитическим приближением, полученным с помощью среднего временного профиля. Для анализа были взяты усредненные профили вспышек для полос 304, 1600, 1700 Å SDO/AIA из работы [10] и усредненный профиль вспышки белого света красного карлика GJ 1243 спектрального класса M4 из работы [11], описанных выше.



**Рис. 1.** Средний временной профиль солнечной вспышки на фазе спада в полосе 304 Å SDO/AIA (черная линия) и результат фитирования (красная линия). По горизонтальной оси отложено время в единицах  $t_{1/2}$ , нормированное на длительность полуширины всего профиля. Интенсивность в единицах, нормированных на максимальное значение.

### 3. АНАЛИЗ И РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 представлен результат фитирования функцией модифицированной модели среднего временного профиля солнечной вспышки в полосе 304 Å SDO/AIA. По результатам фитирования момент перехода к доминированию процесса потери энергии за счет излучения равен  $0.83 t_{1/2}$ . Соответственно, интенсивность в момент смены доминирования процессов  $I = 0.58 I_{\max}$ . Среднеквадратичное отклонение  $\sigma = 0.01$  говорит о достаточно надежном подборе параметров функции. Полученные значения указывают на более раннее начало доминирования процесса потерь

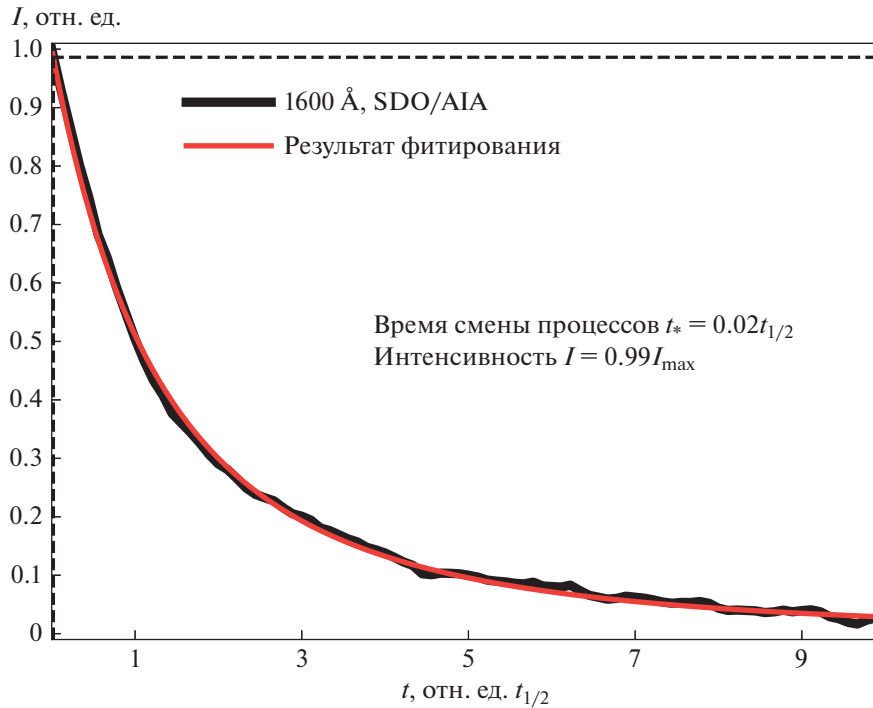
энергии за счет излучения. Параметры модели приведены в табл. 1. В таблице представлены спектральные полосы, для которых проведено фитирование, интенсивность перехода в единицах, нормированных на максимальную интенсивность, время перехода в  $t_{1/2}$ , параметры  $\alpha'$ ,  $\tau_{r0}$  и  $\tau_{c0}$ .

На рис. 2 и 3 приведены результаты фитирования среднего временного профиля солнечной вспышки в полосах 1600 Å и 1700 Å SDO/AIA соответственно. Для обоих спектральных полос время перехода к доминированию процесса охлаждения за счет излучения равно  $0.02 t_{1/2}$ . Учитыва-

**Таблица 1.** Параметры аналитической модели для разных спектральных полос

Спектральная полоса	$I, I_{\max}$	$t_*, t_{1/2}$	$\alpha$	$\tau_r$	$\tau_c$	$\sigma$
304 Å (SDO/AIA)	0.58	0.83	$1.42 \pm 0.01$	$1.34 \pm 0.01$	$0.28 \pm 0.22$	0.01
1600 Å (SDO/AIA)	0.99	0.02	$1.39 \pm 0.01$	$1.30 \pm 0.01$	$0.56 \pm 0.22$	0.01
1700 Å (SDO/AIA)	0.99	0.02	$1.69 \pm 0.02$	$1.13 \pm 0.02$	$0.58 \pm 0.22$	0.02
Белый свет (Kepler)	0.81	0.26	$1.60 \pm 0.01$	$1.17 \pm 0.01$	$0.38 \pm 0.21$	0.01

Примечание. Приведены: первый столбец – спектральная полоса; далее,  $I$  – интенсивность, нормированная на максимум;  $t_*$  – время смены доминирования процессов, нормированное на полуширину временного профиля вспышки;  $\alpha$  – коэффициент функции радиационных потерь;  $\tau_r$  – время охлаждения для процесса потери энергии за счет излучения;  $\tau_c$  – время охлаждения для процесса теплопроводности;  $\sigma$  – среднеквадратичное отклонение.



**Рис. 2.** Средний временной профиль солнечной вспышки на фазе спада в полосе 1600 Å SDO/AIA. Обозначения аналогичны тем, что представлены на рис. 1.

вая, что шаг при фитировании составлял  $0.01 t_{1/2}$ , мы можем сделать вывод, что процесс теплопроводности практически не работает для этих спектральных полос. Отметим, что среднеквадратичное отклонение  $\sigma$  для полосы 1700 Å выше, чем для полосы 1600 Å (0.02 и 0.01 соответственно). Также значительно отличались параметры  $\alpha$  и  $\tau_r$  (см. табл. 1). Это указывает на то, что временной ход интенсивности отличается для этих полос из-за особенностей формирования излучения в каждой полосе, несмотря на доминирование процесса потери энергии за счет излучения в обоих случаях.

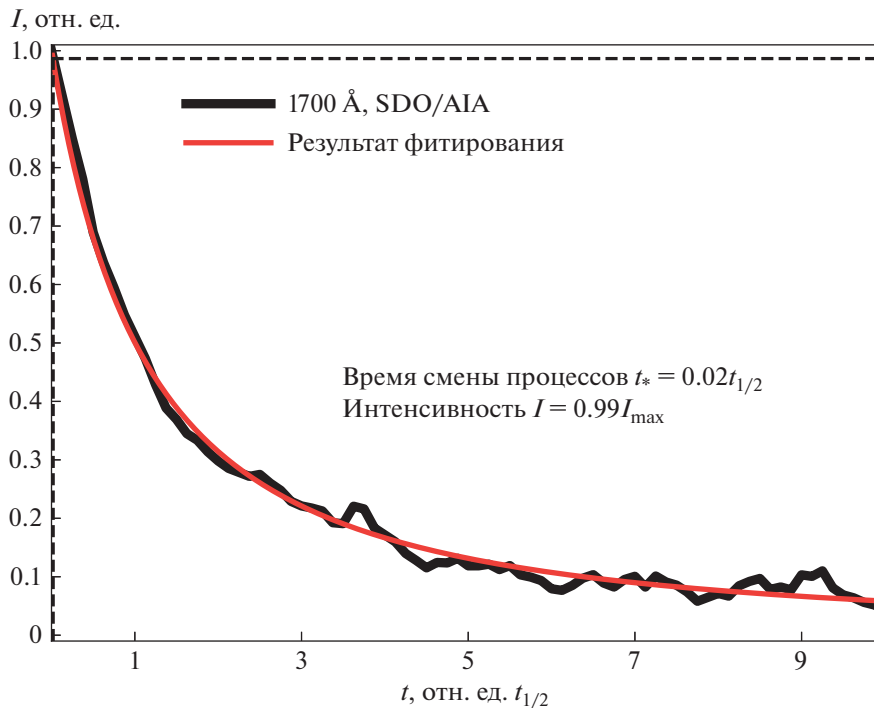
В работах [10, 12] отмечалась схожесть временных профилей звездных вспышек на красных карликах M4 с солнечными. В работе [12] сравнивалось излучение красного карлика и полосы 304 Å, а в работе [10] показано, что параметры предложенной модели для звездной вспышки были ближе к результатам, полученным для полосы 1700 Å. Мы также провели фитирование фазы спада среднего профиля красного карлика M4 из работы [11]. Результаты приведены на рис. 4, а параметры модели — в табл. 1. Отметим, что время перехода к доминированию процесса потерь энергии за счет излучения составляет  $0.26 t_{1/2}$ . Это в четыре раза быстрее, чем заложено в модели, тем не менее этот процесс работает в случае вспы-

шек на звездах этого типа. При этом  $\alpha$  и  $\tau_r$  близки к полученным для 1700 Å.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Мы провели исследование продолжительности доминирования различных процессов охлаждения/потери энергии на фазе спада солнечной вспышки в нижних слоях атмосферы. Для анализа были использованы средние профили солнечной вспышки в спектральных полосах 304, 1600 и 1700 Å SDO/AIA из работы [10]. Предложенная для исследования модель основана на аналитических выражениях для процессов охлаждения за счет теплопроводности и потерь за излучение из работы [8]. Используя результаты работы [13], было сделано предположение, что в максимуме излучения как звездных, так и солнечных вспышек можно описать функцией черного тела.

Для спектральной полосы 304 Å было получено, что переход к доминированию более медленного процесса потери энергии за счет излучения произошел раньше (рис. 1), чем это предполагается и используется при моделировании в работе [6]. Отметим, что используемая модель не учитывает изменение меры эмиссии, которая также является параметром функции, описывающей интенсивность излучения (см., напр., [17]). В работе [10] проведено сравнение теоретического временного профиля из работы [12] и среднего вре-



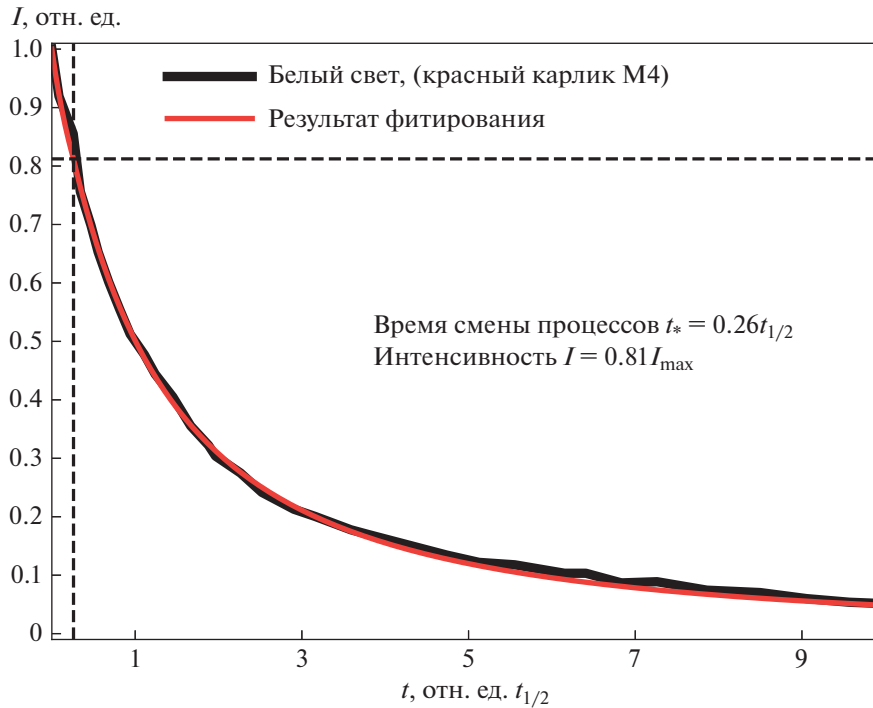
**Рис. 3.** Средний временной профиль солнечной вспышки на фазе спада в полосе 1700 Å SDO/AIA. Обозначения аналогичны тем, что представлены на рис. 1.

менного профиля солнечной вспышки в полосе 304 Å (см. рис. 1). При расчетах временного профиля в работе [12] учитывалось также хромосферное испарение и дополнительную ионизацию рентгеновским и ультрафиолетовым излучениями. Сравнение показало, что средний временной профиль, полученный из наблюдений, эволюционирует медленнее, чем теоретический. Расхождение становится заметно как раз в момент  $t_{1/2} = 1$ . Это как раз может быть связано с тем, что доминирование процесса охлаждения за счет излучения наступает раньше, чем определено в параметрах модели. Однако, так как наша модель была двухступенчатой и не учитывала вклад потерь энергии за счет излучения на первой фазе, то, возможно, переход к доминированию потерь за счет излучения должен произойти раньше, чем дают наши оценки. Таким образом, фактическое отсутствие периода доминирования, обнаруженное для полос 1600 и 1700 Å SDO/AIA, наиболее вероятно является особенностью излучения в этих спектральных областях.

Возможны несколько причин более быстрого наступления периода доминирования процесса охлаждения за счет излучения. Одна из них — более высокая плотность плазмы в областях формирования излучения, которая может приводить к подавлению процессов теплопроводности. Еще одним фактором, подавляющим теплопровод-

ность, является магнитное поле, поскольку движение частиц квазинейтральной плазмы невозможно поперек магнитных линий. Более сильное магнитное поле со сложной структурой, присутствующее в нижних слоях атмосферы Солнца и звезд, также может препятствовать остыванию за счет теплопроводности. Другой причиной может быть наличие скрытых источников энергии на фазе спада вспышки. Дополнительное энерговыделение может привести к повышению температуры и, как следствие, к подавлению процесса охлаждения за счет теплопроводности.

Отметим, что  $\alpha$  имеет значения больше нуля, что характерно для температуры плазмы ниже  $\log(T) < 5$ . Этот факт согласуется с известными параметрами плазмы, излучающей в выбранных спектральных диапазонах. Значение параметра  $\alpha$  больше единицы, в то время как для короны  $\alpha = -0.5$ , что может быть связано с особенностями формирования излучения в нижних слоях солнечной атмосферы. Это вряд ли связано с тем, что излучения полос 1600 и 1700 Å SDO/AIA формируются за счет вклада большого числа линий [18], так как в полосе 304 Å параметр также больше единицы. Также близкие значения показывают  $\tau_r$ , т.е. те параметры модели, которые связаны с потерями за счет излучения. В то же время параметр  $\tau_c$ , связанный с теплопроводностью, показывает распределение, связанное с излучением



**Рис. 4.** Средний временной профиль вспышки на карлике М4 по данным [11] на фазе спада в белом свете (Kepler). Обозначения аналогичны тем, что представлены на рис. 1.

полос в спокойной атмосфере, когда спектральной полосой с самой высокой температурой является  $304 \text{ \AA}$ , ниже располагаются  $1600$  и  $1700 \text{ \AA}$ . Параметр  $\tau_c$  для звезды-карлика класса М4 занимает промежуточное положение между полосой  $304 \text{ \AA}$ , которая традиционно ассоциируется со средней и верхней хромосферой для спокойного Солнца, и полосами  $1600$  и  $1700 \text{ \AA}$ , обычно связанных с нижней хромосферой и областью температурного минимума. Этот факт согласуется с представлениями о структуре атмосферы красных карликов класса М4 [12].

Полученные нами результаты не отвечают на вопрос о том, в чем причина такого соотношения доминирования процессов на фазе спада, а лишь констатируют этот факт на примере средних временных профилей солнечной вспышки в трех спектральных полосах и временного профиля звездной вспышки карлика М4. Но они могут быть использованы для продолжения исследования этих процессов с использованием моделирования. Отметим также, что аналитические модели с высокой точностью описывают средние временные профили солнечной вспышки в исследованных полосах. Эти модели могут быть использованы при анализе наблюдений отдельных событий для выявления особенностей, связанных или с наличием осцилляций на временном профиле, или дополнительных источников излучения.

В результате проведенного исследования нами получены следующие результаты:

- Анализ средних временных профилей солнечной вспышки в спектральной полосе  $304 \text{ \AA}$  SDO/AIA выявил, что в рамках предложенной модели переход от доминирования потерь энергии за счет теплопроводности к доминированию потерь за счет излучения происходит раньше, чем предсказывает классическая модель охлаждения вспышечной плазмы.
- Анализ средних временных профилей солнечной вспышки в спектральных полосах  $1600$  и  $1700 \text{ \AA}$  SDO/AIA выявил практически полное отсутствие фазы доминирования потерь энергии за счет теплопроводности.
- Сравнение параметров модели, полученных для фазы спада солнечных вспышек в разных спектральных полосах, и излучения красного карлика класса М4 в белом свете указывает на то, что процессы охлаждения в солнечных и звездных вспышках схожи и зависят от структуры атмосферы (распределения температуры и плотности с высотой).
- Предложены аналитические модели, которые могут быть использованы для выявления излучения, связанного с дополнительными процессами энерговыделения на фазе спада как в солнечных вспышках (полосы  $1600$ ,  $1700$  и  $304 \text{ \AA}$

SDO/AIA), так и вспышках на звездах, близких к красному карлику класса M4.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *A. O. Benz*, *Liv. Rev. Solar Physics* **14**, 2 (2017).
2. *R. E. Gershberg and N. I. Shakhovskaya*, *Nature Phys. Sci.* **242**, 85 (1973).
3. *H. S. Hudson*, *Space Sci. Rev.* **158**, 5 (2011).
4. *Y. W. Jiang, S. Liu, W. Liu, and V. Petrosian*, *Astrophys. J.* **638**, 1140 (2006).
5. *I. V. Zimovets, J. A. McLaughlin, A. K. Srivastava, D. Y. Kolotkov, et al.*, *Space Sci. Rev.* **217**, 66 (2021).
6. *M. J. Aschwanden and D. Tsiklauri*, *Astrophys. J. Suppl.* **185**, 171 (2009).
7. *S. Serio, F. Reale, J. Jakimiec, B. Sylwester, and J. Sylwester*, *Astron. and Astrophys.* **241**, 197 (1991).
8. *P. J. Cargill, J. T. Mariska, and S. K. Antiochos*, *Astrophys. J.* **439**, 1034 (1995).
9. *D. F. Ryan, P. C. Chamberlin, R. O. Milligan, and P. T. Gallagher*, *Astrophys. J.* **778**, 68, (2013).
10. *L. K. Kashapova, A.-M. Broomhall, A. I. Larionova, E. G. Kupriyanova, and I. D. Motyk*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **502**, 3922 (2021).
11. *J. R. A. Davenport, S. L. Hawley, L. Hebb, J. P. Wisniewski, et al.*, *Astrophys. J.* **797**, id. 122 (2014).
12. *J. C. Allred, S. L. Hawley, W. P. Abbett, and M. Carlsson*, *Astrophys. J.* **644**, 484 (2006).
13. *M. N. Lovkaya*, *Astron. Rep.* **57**, 603 (2013).
14. *S. V. Shestov, S. V. Kuzin, A. M. Urnov, A. S. Ul'yanov, and S. A. Bogachev*, *Astron. Letters* **36**, 44 (2010).
15. *A. D. Andrews*, *Irish Astron. J.* **7**, 20 (1965).
16. *J. Jakimiec, B. Sylwester, J. Sylwester, S. Serio, G. Peres, and F. Reale*, *Astron. and Astrophys.* **253**, 269 (1992).
17. *B. O'Dwyer, G. Del Zanna, H. E. Mason, M. A. Weber, and D. Tripathi*, *Astron. and Astrophys.* **521**, id. A21 (2010).
18. *P. J. A. Simões, H. A. S. Reid, R. O. Milligan, and L. Fletcher*, *Astrophys. J.* **870**, id. 114 (2019).

## КОМПЛЕКСЫ АКТИВНОСТИ И КОРОНАЛЬНЫЕ ДЫРЫ НА СОЛНЦЕ: ФЕНОМЕНОЛОГИЯ СВЯЗИ

© 2022 г. С. А. Язев<sup>1, 2, \*</sup>, В. М. Томозов<sup>2</sup>, Е. С. Исаева<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия

<sup>2</sup> Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

\*E-mail: syazev@gmail.com

Поступила в редакцию 09.03.2022 г.

После доработки 15.07.2022 г.

Принята к публикации 18.07.2022 г.

Проанализирована связь комплексов активности (КА) и корональных дыр (КД) по данным 24 цикла солнечной активности. Получены следующие выводы. 1. Первые низкоширотные КД проявляются в виде выступов (“хоботов”) полярных КД, вытягивающихся в сторону активной области (АО) в составе комплексов активности. 2. Изолированные (не связанные с полярными КД) низкоширотные КД возникают в результате эволюции “хоботов” полярных КД. 3. Эффект замещения, когда на месте распавшихся АО КА, возникает КД, проявляется не в появлении новой КД вместо АО, а в распространении (расширении или удлинении) уже существующей близлежащей КД на место распавшейся АО. КД рождаются от КД, а не от КА, но КА влияют на их локализацию и форму. 4. Высокоширотные КД подчиняются дифференциальному вращению. Низкоширотные изолированные КД, взаимодействующие с КА, вращаются с кэррингтоновской скоростью. Низкоширотные КД, не связанные с КА, подчиняются дифференциальному вращению. 5. Возникновение “хоботов” полярных КД связано с влиянием АО (прежде всего, АО в составе КА). 6. Подтвержден сделанный ранее предварительный вывод о том, что все КА на определенном этапе своего развития связаны с близлежащими КД. Это проявляется в изменениях формы границ КД и в особенностях скорости вращения КД.

*Ключевые слова:* корональные дыры, комплексы активности на Солнце

DOI: 10.31857/S0004629922100139

### 1. ВВЕДЕНИЕ

О существовании корональных дыр на Солнце астрономы догадывались еще в начале XX века, анализируя фотографии короны, сделанные во время полных солнечных затмений. Первые изображения КД в коротковолновом диапазоне были получены в ходе ракетных экспериментов в 1963–1967 гг. [1]. КД стали важной темой гелиофизических исследований, прежде всего, в связи с выдающимися достижениями, полученными в ходе выполнения научной миссии орбитальной станции Skylab в 1973–1975 гг. В этот период на фазе спада 20-го цикла солнечной активности в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах впервые наблюдались впечатляющие примеры огромных трансэкваториальных КД (типа “хобота слона”), существовавших на протяжении нескольких оборотов Солнца. Большое количество работ, выполненных разными авторами, сформировали общепринятую феноменологическую модель КД [2–6]. КД представляет собой область с преимущественно открытой конфигурацией магнитных полей в короне, для которой характерна

пониженная плотность плазмы. Это приводит к уменьшению меры эмиссии в корональных спектральных линиях – при соответствующих наблюдениях КД выглядит как обширная (как правило) область пониженной яркости.

КД являются источниками высокоскоростных потоков быстрого солнечного ветра, которые могут оказывать активное воздействие на магнитосферу Земли, приводя к геомагнитным бурям. В открытом магнитном поле КД обычно преобладает одна полярность, что вызвано непрерывным дисбалансом выхода нового магнитного потока [7–9].

Существует линейная корреляция между величиной магнитного поля (без знака/со знаком) и площадью КД. При этом КД не являются однородными структурами: в КД регистрируются яркие рентгеновские точки, иногда наблюдаются выбросы и изредка даже вспышки. КД демонстрируют ту же самую закономерность с солнечным циклом, что и активные области, но с некоторым запаздыванием [9]. Космический аппарат Паркер обнаружил сложную структуру магнитно-



го поля с большими градиентами в верхней короне на границах КД и стримеров [10].

Многие исследования посвящены изучению особенностей вращения КД, отмечались и случаи как ярко выраженного дифференциального вращения, так и твердотельного (кэррингтоновского) вращения этих структур [11–15].

Связь КД с соседними активными областями (АО) отмечалась уже в период исследований в рамках проекта Skylab [4]. Наличие многочисленных, небольших и быстро эволюционирующих активных областей, расположенных на границе обширной КД, наблюдавшейся со станции Skylab, было отмечено еще в ранних работах, посвященных КД [16]. Существуют аргументы в пользу того, что АО, находящиеся вблизи границы КД, связаны с ней как энергетически, так и динамически [17, 18].

Взаимодействию КД и АО посвящен цикл работ [19–22]. Так, в работе [19] авторы ввели понятие МИКСО – магнитоизолированные комплексы солнечных образований. Согласно описанию авторов цитируемой работы, это структуры, соизмеримые по размеру с радиусом Солнца и включающие в себя АО, примыкающие к ним КД и промежуточные области. Было показано, что эволюция АО и КД является частью единого процесса. Особенности таких комплексов – заметная магнитная связь между элементами внутри комплекса и слабая связь со структурами, окружающими комплекс. Другими словами, магнитный поток, выходящий из этих структур наружу, мал по сравнению с потоком внутри самих структур. Большинство силовых линий магнитного поля, начинающихся в таких структурах, оказываются либо открытыми, либо замкнутыми внутри них.

В работе [23] была показана качественная связь между КА и КД. Было отмечено сходство временных характеристик (продолжительность жизни КА и КД, рост суммарной площади КД после исчезновения КА), особенности взаимного пространственного расположения двух этих типов образований на Солнце. В качестве базовой гипотезы, описывающей физическую связь АО и КД, рассматривалась концепция, в соответствии с которой после распада АО, ее хвостовая магнитная полярность по мере диссипации поля, формирует крупномасштабную (с характерным размером 30–40 гелиографических градусов) униполярную магнитную область, в пределах которой образуется КД [24, 25]. Эта схема была применена к КА, как существенной части популяции АО, где наблюдаются наиболее крупные и долгоживущие группы пятен, возникающие на одном и том же участке солнечной поверхности на протяжении нескольких солнечных оборотов подряд [Yazev, 2015]. Был сформулирован тезис о генетической связи КА и КД: КД рассматривались как резуль-

тат эволюции магнитных полей КА после стадии развития и распада пятен.

В работе [26], дополняющей и развивающей этот подход, на материале наблюдений в 22 цикле были более подробно показаны типы феноменологических проявлений взаимодействия одновременно сосуществующих КА и КД, предварительно отмеченные в [23]. В частности, были описаны:

– *эффект притяжения*, когда длинные (протяженностью 30–60 гелиографических градусов) выступы (“хоботы”) полярных корональных дыр (ПКД) “целенаправленно” протягиваются в сторону низких широт к АО, расположенной в ядре КА;

– *эффект заливов*, когда участок КД полукольцом (дугой) охватывает АО в ядре КА;

– *эффект замещения*, когда КД регистрируется точно на месте исчезнувшей АО в ядре КА.

И хотя статистика показывает, что КА без связанных с ними КД фактически не наблюдаются [26], очевидно, что ситуация является на самом деле гораздо более сложной. Механизм “вытягивания хоботов” ПКД к низкоширотному КА (тем более, по другую сторону от экватора) остается, строго говоря, необъясненным. Наблюдаются случаи, когда одна и та же КД оказывается связанной с несколькими КА, и наоборот. Не только КД появляются на месте распавшихся КА, – отмечены случаи, когда на месте КД (или вплотную к ней) возникает новый КА [26]. В то же время Тавацшерна и Поляков, используя каталог КА в 23 цикле, составленный одним из авторов настоящей статьи, указали, что “только некоторые ядра комплексов активности генетически связаны с корональными дырами” [27]. Древний вопрос о том, что первично – курица или яйцо, естественно трансформируется в аналогичный вопрос о КА и КД.

Данному вопросу посвящен целый раздел емистой книги [6]. Ранее Обридко и Шельтинг ввели понятие “глобальный комплекс активности” [28]. Связь между КА и КД здесь также не подвергается сомнению, но в качестве первичного образования рассматриваются КД. Согласно соответствующей концепции, КД формируются там, где магнитное поле в хромосфере и короне отклоняется менее чем на  $20^\circ$  от радиального направления (локальной отвесной линии). Вблизи границ КД возникают крупные АО, и их магнитное поле может воздействовать на конфигурацию границ КД. После распада АО структура открытых силовых линий восстанавливается – появляется новая КД. “Однако она не возникает из остатков активной области, а связана с глубинным полем”, как было указано в книге Обридко и Наговицына [6, с. 112].

Описанная выше альтернативная концепция даже нашла отражение в названии статьи “Фор-

мирование корональных дыр из пепла активных областей” [25]. Таким образом, вопрос о физической связи КА и КД остается актуальным, и здесь до сих пор, по-видимому, нет окончательных ответов и консенсуса среди исследователей.

Настоящая работа посвящена исследованию связи КА и КД с использованием данных 24 цикла солнечной активности.

## 2. ДАННЫЕ И МЕТОДИКА

В работе были использованы данные о развитии КА и КД в 24 цикле солнечной активности. Вопрос о выборе формата данных о КД важен, поскольку разные методики выделения КД дают разные конфигурации КД. Тем не менее все они сходны в том, что центры КД примерно соответствуют друг другу во всех каталогах, несмотря на (порой заметные) различия в форме границ КД. Однако, с точки зрения авторов, в данном случае конкретные конфигурации упомянутых границ не столь важны, поскольку речь идет о синоптических картах, когда каждому кэррингтоновскому обороту приписывается условная конфигурация КД, как правило, соответствующая их нахождению вблизи центрального меридиана. Форма границ КД заметно меняется с характерным временем меньше, чем один оборот, — уже за несколько дней. Это означает, что при выбранной скважности отбора данных (один оборот) тонкие детали в конфигурации границ долгоживущих КД не имеют значения, поэтому для анализа можно было взять любой каталог. Те морфологические закономерности, которые были обнаружены в ходе исследования, отражают наиболее общие свойства динамики формы и эволюции КД, а детали конфигурации границ (на которые может влиять методика, примененная в том или ином каталоге) в работе не рассматриваются. В результате для изучения динамики КД был выбран набор расчетных синоптических карт GONG (<https://gong.nso.edu/data/magmap/QR/mqf/>), описание методики построения этих карт можно найти на сайте: <https://gong.nso.edu/data/magmap/>. Плюсом данного каталога является указание магнитных полярностей всех КД. Выборочные проверки показали, что расчетные положения КД хорошо совпадают с реальными изображениями, полученными обсерваторией SDO.

В свою очередь, КА идентифицировались в соответствии с методикой, описанной в работе [29]. Был составлен каталог КА в 24 цикле солнечной активности, доступный по ссылке [http://ru.iszf.irk.ru/images/f/ff/КОМПЛЕКСЫ\\_АКТИВНОСТИ\\_В\\_24\\_ЦИКЛЕ\\_СОЛНЕЧНОЙ\\_АКТИВНОСТИ.doc](http://ru.iszf.irk.ru/images/f/ff/КОМПЛЕКСЫ_АКТИВНОСТИ_В_24_ЦИКЛЕ_СОЛНЕЧНОЙ_АКТИВНОСТИ.doc).

На синоптические карты с контурами КД были нанесены ядра КА в виде квадратов размерами

20 на 20 гелиографических градусов, согласно данным из указанного каталога. В случае необходимости более детального анализа использовались оригинальные изображения Солнца, полученные обсерваторией SDO и доступные по ссылке: <https://sdo.gsfc.nasa.gov/data/>.

## 3. КОМПЛЕКСЫ АКТИВНОСТИ И КОРОНАЛЬНЫЕ ДЫРЫ В 24 ЦИКЛЕ

В следующих разделах настоящей работы показаны типичные примеры взаимодействия КА и КД в 24 цикле.

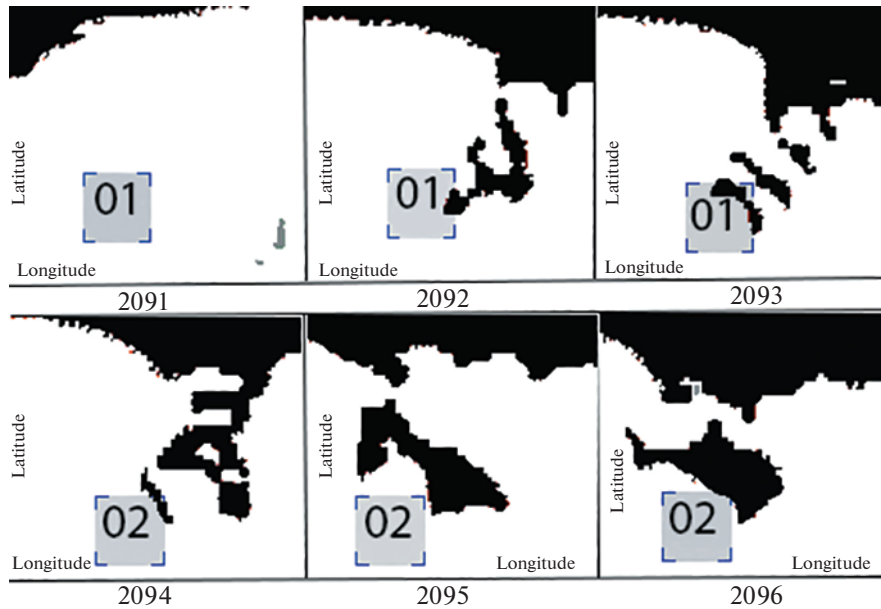
### 3.1. Одноядерные комплексы активности и корональные дыры

Одноядерным КА называется, как следует из его названия, КА, включающий в себя одно ядро КА (область постоянного образования пятен, с характерным размером 20 на 20 градусов, существующая не менее трех солнечных оборотов подряд [29]). Окружающие пятна факельные площадки на уровне фотосферы, зона возмущенной тонкой структуры на уровне хромосферы, а также зона поярчения на уровне нижней короны, как правило, имеют характерные размеры 30–40 градусов вдоль параллели и 20–25 градусов вдоль меридиана.

Пример связи ядра КА и КД на фазе начала развития 24 цикла показан на рис. 1. Ядра КА обозначены серыми квадратами размером 20 на 20 градусов.

На рис. 1 видно, что вслед за появлением пятен в 2091 обороте (первое ядро КА в цикле — 24N01) в следующем 2092 обороте наблюдается длинный выступ со сложной структурой (“хобот”) полярной КД, протягивающийся к головным пятнам ядра КА 24N01. Это типичный пример эффекта притяжения, который наблюдается с запада (справа по рисунку, магнитные полярности выступа полярной КД и головного пятна АО в ядре КА совпадают), как отмечено в работе [26].

В 2093 обороте картина выглядит сходной: КД охватывает полукругом головные пятна АО в ядре КА (эффект залива). В 2094 обороте пятен в ядре 24N01 уже нет. К юго-востоку от этого места возникло ядро нового КА — 24N02, обозначено серым квадратом с номером 02. КД, начиная с 2095 оборота, вытянулась к югу, находясь на том месте, где ранее были пятна КА 24N01 (эффект замещения). Таким образом, к ядру 24N01 сначала протянулся “хобот” полярной КД, примыкая к головной части АО, а после исчезновения пятен КД распространилась на место, где ранее были пятна. Важно отметить, что в 2091 обороте, когда появились пятна первого КА 24 цикла, “хобот” ПКД отсутствовал: он появился только после возникновения КА.



**Рис. 1.** Развитие КА и КД в 2091–2096 кэррингтоновских оборотах показано на фрагментах синоптических карт (северное полушарие, диапазон долгот 210–300 градусов). Серым квадратом с номером 01 отмечено место развития КА 24N01 в течение трех оборотов. Вплотную возник новый одноядерный КА 24N02, который обозначен серым квадратом с номером 02. На каждом фрагменте синоптической карты по вертикальной оси отложена гелиографическая широта, по горизонтальной оси – гелиографическая долгота, на других последующих рисунках – аналогично.

Отмечены и несколько случаев “хоботов” КД, которые протягивались к КА через экватор (рис. 2).

Еще один пример, иллюстрирующий взаимодействие КА и КД на фазе роста цикла, приведен на рис. 3.



**Рис. 2.** Развитие КА и КД в 2188 обороте, КД в южном ядре КА 24N61 – в северном полушарии, диапазон долгот 90–150, 2017 г. (фаза спада цикла). Горизонтальная зеленая линия в верхней части рисунка – гелиографический экватор.

Рисунок 3 демонстрирует, как близости от исчезнувшего в 2128 обороте ядра КА 24N21 в обороте 2129 возникло новое ядро 24N24. Существовавшая ранее небольшая изолированная КД развивается вплотную к КА. На протяжении 2128–2131 оборотов северная полярная КД не наблюдается. Начиная с 2132 оборота, полярная КД с прежней полярностью восстанавливается, в 2132–2134 оборотах формируется “хобот”, соединяющий полярную КД с изолированной КД возле КА. В 2135 обороте КА уже не наблюдается, КД снова становится изолированной (не связанной с полярной КД), продолжая эволюционировать.

Это еще один пример сосуществования КА и КД на протяжении нескольких оборотов. Видно, что КА оказывает воздействие на форму границ КД и ее общую конфигурацию, примыкание, как и прежде, наблюдается к западной части АО в ядре КА (правило полярностей соблюдается и в этом случае).

### 3.2. Многоядерные КА

В работе [30] дано описание развития гигантских КА, включавших в себя множество связанных друг с другом АО, объединенных в непрерывный широтный пояс, охватывающий всю параллель. Согласно данным авторов настоящей работы, подобные структуры в 24 цикле не наблюдались. Однако были отмечены цепочки из нескольких (2–4) ядер КА, расположенных по-

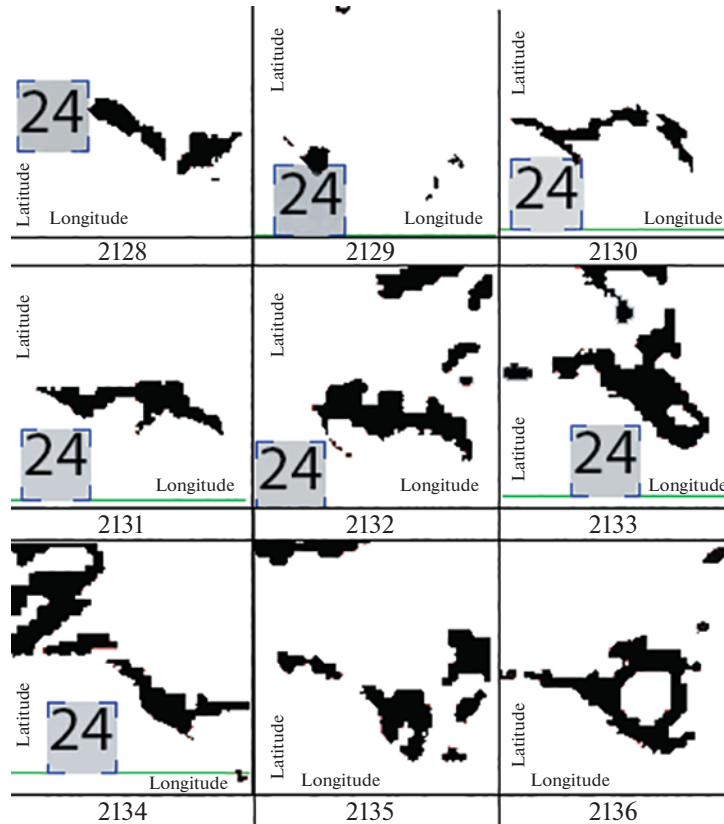


Рис. 3. Развитие КА и КД в 2128–2136 оборотах, северное полушарие, диапазон долгот 210–300.

близости (не более чем в 40 градусах) друг от друга, соединенных высокими корональными петлями и находящихся в пределах общей флоккулярной площадки. Такие случаи, когда несколько (2–4) ядер КА явно объединены в единую физическую систему, рассматривались как многоядерные КА. Разные ядра (области постоянного пятнообразования) в одном КА могут существовать на протяжении разных интервалов времени.

В монографии [31] отмечено, что возникновение новых ядер КА поблизости (в 30–40 градусах) от уже существующих ядер КА со скоростью примерно одно новое ядро в оборот трудно считать случайностью. На примере 23 цикла показано, что появление новых ядер КА, последовательно выстраивающихся в широтную цепочку, насчитывало до 15 событий! [31, с. 318]. Это означает, с точки зрения авторов, что вероятность возникновения нового ядра КА около уже существующего ядра превышает вероятность случайного появления на “свободном месте”, вдали от уже существующего КА. С этой точки зрения возникновение многоядерного КА можно считать неслучайным событием, каждое очередное появление соседнего ядра КА, по-видимому, либо порождено, либо облегчено существованием уже существующего ядра КА.

Пример формирования сложного многоядерного КА показан на схеме (рис. 4).

Обратимся к рис. 4. В 2107 обороте возникла АО 11161 (долгота 336, широта +13). Так сформировалось ядро нового КА (24N07 по каталогу). В том же обороте в 34 градусах к западу от него наблюдалась АО 11174, с нее началась эволюция еще одного ядра КА 24N08 (долгота 10, широта 10). Эти ядра составили основу многоядерного КА.

В следующем обороте в указанных ядрах продолжалось пятнообразование, а в 20 градусах западнее от 24N08 возникло еще одно ядро 24N09. Ситуация повторилась в следующем, 2109 обороте: в 30 градусах к западу от 24N09 появилась активная область, с этого момента начало развиваться ядро 24N10. Таким образом, в 2109 обороте наблюдался четырехъядерный КА, включавший в себя ядра КА 24N07-08-09-10.

В 2111 обороте прекратило существование ядро 24N08, в 2113 обороте – ядро КА 24N09. Активность пятен в ядрах 24N07 и 24N10 продолжалась. В 2113 обороте к востоку от ядра КА 24N07 появились пятна нового ядра КА 24N12, которое существовало до 2119 оборота включительно. Ядро 24N07 наблюдалось до 2116 оборота.

В 2113 обороте возникло ядро КА 24N13, далеко к западу от ядра КА 24N10. На этом этапе мы

2106						
2107		N07	N08			
2108		N07	N08	N09		
2109		N07	N08	N09	N10	
2110		N07	N08	N09	N10	
2111		N07		N09	N10	
2112		N07		N09	N10	
2113	N12	N07			N10	N13
2114	N12	N07			N10	N14 N13
2115	N12	N07			N10	N14 N13
2116	N12	N07			N10	N14 N13
2117	N12		N16		N10	N14 N13
2118	N12		N16		N10	
2119	N12		N16		N10	
2120					N10	
2121					N10	
2122					N10	
2123					N10	

**Рис. 4.** Схема развития многоядерного КА. Слева показаны номера кэррингтоновских оборотов, ход времени — сверху вниз. Расстояние между соседними ядрами КА — в пределах от 20 до 40 градусов, восток слева, запад — справа. Пояснения в тексте.

должны формально его рассматривать как одноядерный КА. Однако в следующем обороте в 30 градусах к востоку от него сформировалось новое ядро КА 24N14, которое оказалось в 40 градусах к западу от ядра КА 24N10. Так сформировался новый многоядерный КА, включающий в себя три ядра 24N10-14-13. Достаточно далеко к востоку от этого КА в оборотах 2114–2116 существовал описанный выше КА 24N12-07. Важно, что оба этих КА оказались “генетически” связаны, поскольку оба развивались как “потомки” начального двухядерного КА 24N07-08.

Описанный пример демонстрирует сложную структуру многоядерных КА, состоящих из нескольких долгоживущих ядер разного возраста на фазе роста и максимума цикла солнечной активности. Очевидно, что здесь взаимодействие КА с КД рассматривать непросто, поскольку магнитные поля АО в ядрах КА не оставляют места для формирования обширных униполярных магнитных областей. Тем не менее основные закономерности взаимодействия КА и КД наблюдаются и в подобных сложных случаях. На фазе максимума и спада 24 цикла неоднократно отмечались случаи, когда взаимодействие осуществлялось между вытянутой вдоль параллели КД и сразу несколькими ядрами в составе многоядерного КА (рис. 5).

В обороте 2152 серыми квадратами показаны ядра КА 24N34, 36, 37 и 38. Выступы (“хоботы”) южной полярной КД протягиваются к хвостовым полярностям (слева) ядер 24N34 и 24N36 (эффект притяжения). В обороте 2153 появляется ядро КА

24N38. В обороте 2154 формируется еще одно ядро КА 24N39. В результате наблюдается четырехядерный КА, включающий в себя ядра 24N37, 39, 38, 34. С этим КА взаимодействует протяженная КД, демонстрирующая эффекты притяжения и залива (рис. 4). К западу наблюдается одноядерный КА 24N36, взаимодействующий с КД (эффект притяжения).

### 3.3. Статистика КА и КД в 24 цикле

В 24 цикле наблюдалось 118 КА — в том числе 68 в северном полушарии и 50 в южном.

После распада КА в 39 случаях из 118 (33%) на месте исчезнувшей АО отмечены КД. Речь идет о распространении уже существующей КД, расположенной рядом с ядром КА, на место исчезнувшей АО в ядре КА. Следует особо выделить это обстоятельство: не обнаружено ни одного случая “превращения” области пятнообразования в область КД. Речь идет о распространении (расширении) уже существующей КД на “освободившееся” место ранее существовавшей и распавшейся АО. Именно так проявляется эффект “замещения” или формирования КД “из пепла активных областей” [25].

В 44 случаях из 118 (37%) ядра КА возникали на “спокойном месте” — т.е. там, где ранее на протяжении, как минимум, трех оборотов не было предшествующих КА. Такие “новые” ядра наблюдались преимущественно на фазах начала и окончания цикла, когда на Солнце наблюдалось

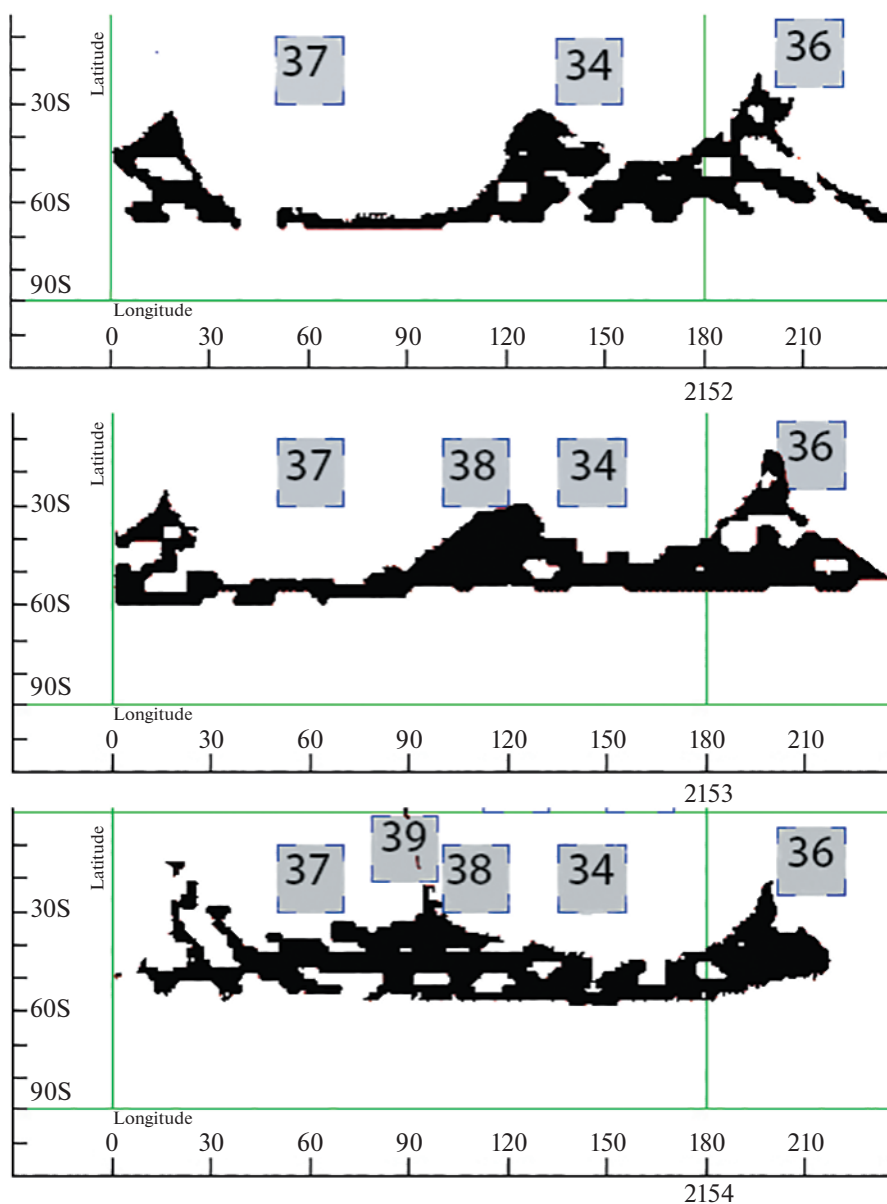
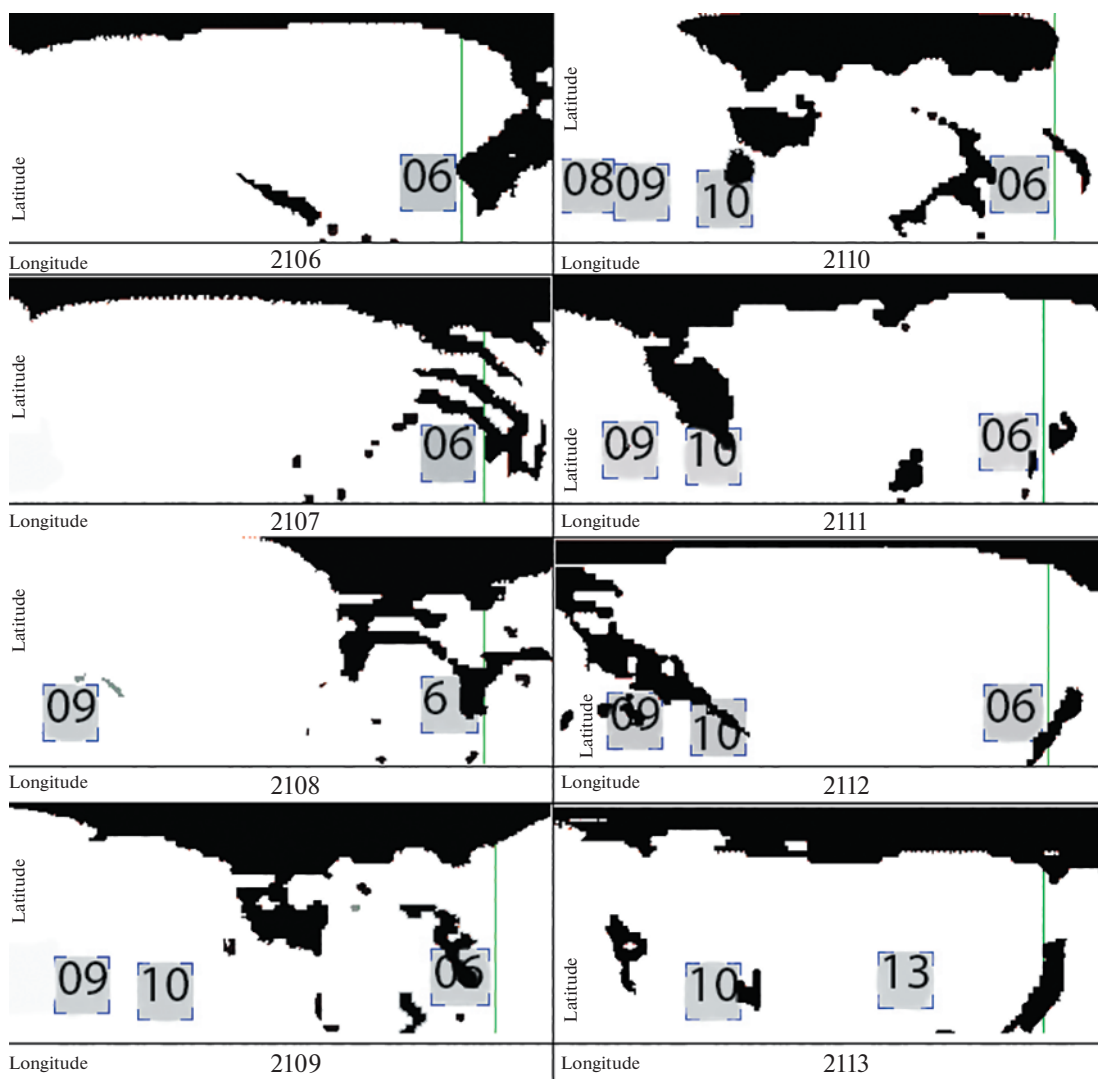


Рис. 5. Развитие многоядерного КА и взаимодействующей с ним КД в оборотах 2152–2154. Пояснения в тексте.

мало АО. В большинстве своем ядра КА (63%) формировались поблизости (менее чем в 40 градусах) от уже существующих ядер КА (33% к востоку, 30% к западу). Этот факт можно расценивать как повышенную вероятность возникновения нового ядра КА вблизи уже существующего. Так формировались многоядерные КА.

В 36 случаях (30% от общего числа) новые ядра КА возникали на месте существовавшей ранее (в предыдущем или текущем обороте) КД. В этих случаях конфигурация КД менялась — граница КД отодвигалась от границы вновь появившейся АО. В 70% КД перед возникновением АО на том же месте отсутствовали.

Тем не менее КД отмечены вблизи всех КА — нет ни одного КА без находящейся поблизости (менее чем в 10 градусах) КД. КД не всегда соседствовали рядом с КА на протяжении всего времени их существования, иногда хобот полярной КД, либо изолированная низкоширотная КД демонстрировала взаимодействие с КА лишь в некоторых оборотах существования ядра КА, но этот эффект обязательно наблюдался у всех КА. У всех ядер КА на одном из этапов их жизни (иногда на протяжении всей жизни) наблюдались КД, демонстрировавшие эффекты притяжения и залива (иногда — эффект замещения).



**Рис. 6.** Смещение КД в виде “хобота” (черный выступ полярной КД, протягивающийся на фрагментах карт сверху вниз) к востоку в кэррингтоновской системе координат в 2106–2113 оборотах. Зеленая линия – меридиан, соответствующий долготе 180°.

### 3.4. Вращение КА и КД

Особенностям вращения КД посвящено множество работ. Авторы отмечали и случаи жесткого (недифференциального вращения) КД, и наоборот, проявления дифференциальности, характерные для разных фаз цикла (см., например, [11–15, 31]).

Анализ закономерностей вращения КД приводит к следующим выводам.

1. Выступы полярных КД, протягивающихся от границы КД к низким широтам (“хоботы”), подвержены дифференциальному вращению. Это хорошо видно по изменению конфигурации рекуррентных “хоботов” от оборота к обороту: низкоширотная часть “хобота” КД вращается быстрее, высокоширотная – медленнее, поэтому смещается к востоку. Измерения показали, что на

широтах  $\pm 45$  градусов скорость смещения середины “хобота” (определенная по всем “хоботам” в 24 цикла) составляет в среднем 11 градусов за оборот для северного полушария, 10 градусов за оборот – для южного полушария. Для каждого оборота определялась долгота середины хобота на указанной широте, скорость смещения определялась по величине изменения этой долготы от оборота к обороту, и затем вычислялась средняя величина за все время существования хобота. Пример такого смещения показан на рис. 6.

На рис. 6 видно, как эволюционирует выступ полярной КД (“хобот”). В 2106 обороте он примыкает к ядру КА 24N06. Дифференциальное вращение смещает КД к востоку (налево по рисунку), “хобот” распадается на два: западная часть остается связанной с ядром КА (обороты

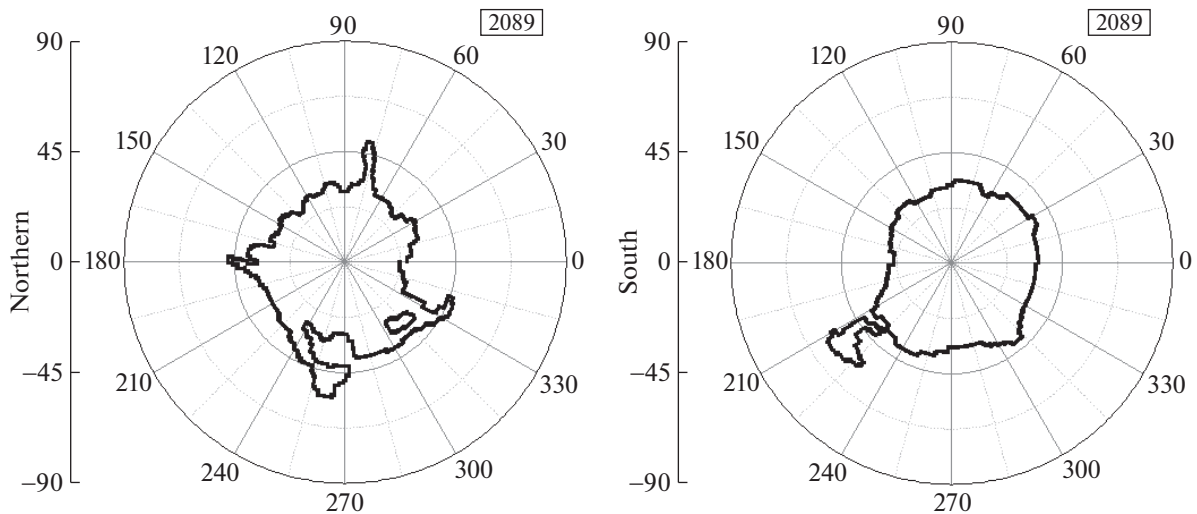


Рис. 7. Конфигурации полярных КД в 2089 обороте, слева – северное полушарие, справа – южное.

2107–2109). В обороте 2110 восточный “хобот” взаимодействует с новым ядром КА 24N10. В 2211 и 2112 оборотах смещение основания “хобота” к востоку продолжается, угол наклона оси “хобота” к меридиану увеличивается. В процессе смещения “хобот” КД разрушается (оборот 2113), но фрагмент КД остается к западу от ядра КА 24N10. Сходные процессы видны на рис. 1 и 3.

2. Изолированные низкоширотные КД, оказавшиеся на сходной широте к западу от ядер КА, не смещающихся в кэррингтоновской системе координат, также прекращают смещение по долготе, связанное с дифференциальным вращением. Пример показан на рис. 6: в обороте 2110 небольшая низкоширотная КД к западу от ядра КА 24N06 (в правой части рисунка) не смещается по долготе на протяжении всего периода существования указанного ядра КА, образуя с ним единую систему. Когда КА исчезает, после этого может начаться дрейф КД к востоку.

### 3.5. Магнитные полярности КД

В начале 24 цикла наблюдались две ярко выраженные квазисимметричные полярные КД, центрированные на гелиографические полюсы (рис. 7): северное полушарие – отрицательная полярность, южное – положительная полярность.

Анализ всего набора синоптических карт за 24 цикл солнечной активности показал, что полярности выступов (“хоботов”), возникавших у обеих полярных КД, начиная с 2091 оборота (декабрь 2009), соответствовали полярностям породивших их полярных КД. Эти хоботы, дробясь и взаимодействуя с новыми возникающими АО

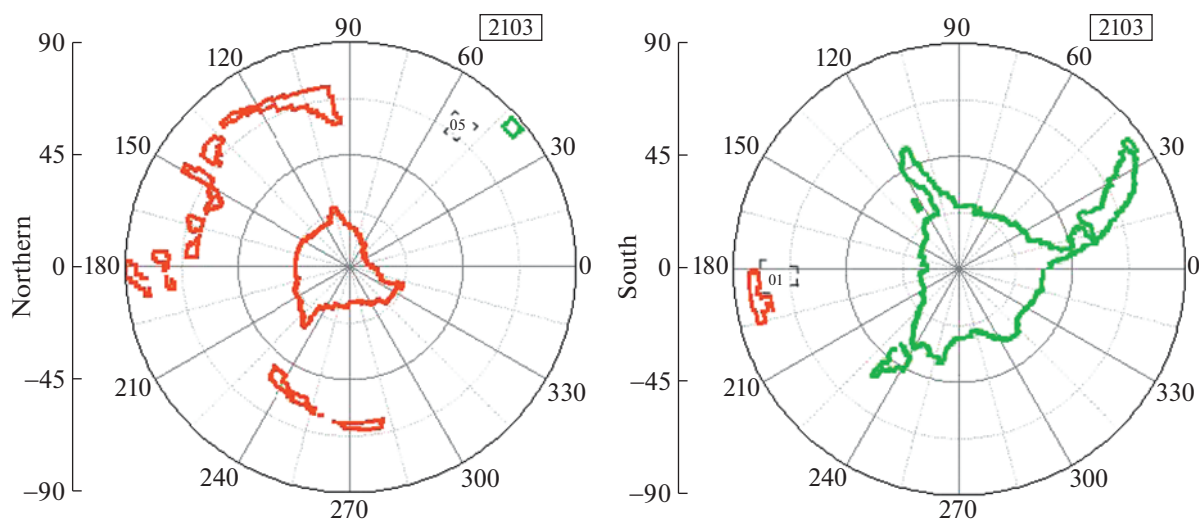
КА, образовали позднее множественные изолированные КД на низких широтах.

К 2136–2137 оборотам (май-июнь 2013 г.) полярные КД исчезли. Перераспределение изолированных КД на низких широтах привело к тому, что отрицательная полярность, ранее характерная для северной полярной КД, отмечена во всех КД к западу от 180 меридиана. Наоборот, к востоку от 180 меридиана все КД, находившиеся в северном и в южном полушарии, имели положительную полярность. Эта ситуация может быть условно описана наклоном оси глобального магнитного диполя Солнца на 90 градусов, в плоскости солнечного экватора. Так началась переполюсовка глобального магнитного поля в 24 цикле.

В 2145 обороте (январь 2014) наблюдался транс-экваториальный меридиональный “хобот” отрицательной полярности длиной 140 градусов, при этом полярные КД на Солнце не наблюдались.

В 2147–2148 оборотах (февраль–март 2014) отмечены полярные КД отрицательной полярности на обоих полюсах. В 2153 обороте наблюдалось начало формирования КД положительной полярности на северном полюсе Солнца. В 2158 обороте произошел “рецидив” старой отрицательной полярности на северном полюсе. В 2181 обороте (сентябрь 2016) зафиксировано восстановление новой положительной полярности на северном полюсе. При этом в западном полушарии Солнца все КД обладали этой полярностью вплоть до экватора, в восточном полушарии, наоборот, присутствовали КД с отрицательной полярностью, только в южном полушарии – до экватора. Таким образом, сложный процесс переполюсовки в 24 цикле к этому моменту завершился. На фазе спада цикла и в фазе минимума наблюдались ярко выраженные полярные КД (северная – с поло-





**Рис. 8.** Конфигурации полярных КД в 2009 обороте (вверху) и в 2103 обороте (внизу), слева – северное полушарие, справа – южное, красным цветом обозначена отрицательная магнитная полярность, зеленым – положительная, черными контурами – положения ядер КА.

жительной полярностью, южная – с отрицательной полярностью), а возникающие квази-меридиональные “хоботы” сохраняли полярности “своих” полярных КД.

При взаимодействии с КА наблюдалось сохранение правила полярностей: КД всегда примыкали к АО в КА с той стороны, где совпадали полярности КД и солнечных пятен в АО. Это правило описано в [26] на примерах 22 цикла, его исключения в 24 цикле также не обнаружены.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

Анализ взаимного расположения КА и КД на синоптических картах в 24 цикле позволяет подтвердить известный вывод о физической связи этих двух типов активных образований на Солнце. КД взаимодействуют с КА, соблюдая правило полярностей – знак магнитной полярности КД соответствует ближайшему знаку полярности АО, находящейся в ядре КА.

Анализ взаимного расположения КА и КД по синоптическим картам за 24 цикл позволяет сделать следующие выводы.

Все наблюдавшиеся КД в цикле генетически связаны с полярными КД, и в этом смысле порождены глобальным магнитным полем Солнца. Однако создается впечатление, что в начале цикла, когда АО КА возникают на сравнительно высоких широтах, полярные КД трансформируются: у них возникают выступы (“хоботы”), которые протягиваются в сторону КА (эффект притяжения). Низкоширотные части “хоботов” КД взаимодействуют с КА, образуя с ними единые системы (феноменологически это проявляется в виде эффектов заливов и единого характера враще-

ния). Альтернативное описание этого феномена с помощью понятия “магнитоизолированные комплексы солнечных образований” можно найти в работах [19, 22].

Связь “хобота” КД с полярной КД со временем теряется: хобот “отрывается”, превращаясь в изолированную низкоширотную КД. Ее дальнейшая эволюция во многом зависит от КА, с которыми она взаимодействует. КД может изменять конфигурацию, делиться на отдельные фрагменты, протягиваться к новым КА и в конечном итоге исчезает, в подавляющем большинстве случаев после исчезновения КА, с которыми она была связана.

Пример такого развития показан на рис. 8.

Крупный выступ северной полярной КД, сопоставимый по площади с полярной КД, направлен в сторону ядра КА 24N02, к этому моменту уже исчезнувшему (рис. 7, вверху слева). Дальнейшая эволюция этого “хобота” привела к формированию длинной изолированной КД (не связанной с полярной КД, которая к 2013 обороту пересекла экватор) и продемонстрировала притяжение к ядру КА 24S02 в южном полушарии (рис. 8, внизу).

Таким образом, первые “затравочные” низкоширотные КД в цикле – это выступы полярных дыр, которые вытягиваются в сторону первых появившихся КА. В дальнейшем они эволюционируют под влиянием магнитных полей КА, с которыми они взаимодействуют. Определяющую роль полярных КА демонстрируют обороты 2136–2137, когда КД отсутствовали на обоих полюсах Солнца, после чего началась временная деградация КД на Солнце (их минимум наблюдался в 2143 оборо-

те). Новый рост активности изолированных низкоширотных КД начался с формирования новых полярных КД на высоких широтах.

Описанная многими авторами схема превращения магнитных полей распадающейся АО в магнитные поля КД (например, [24]) на материале 24 цикла прямого подтверждения не находит. Этот факт не противоречит выводам, сделанным, например, Тавастшерна и Поляковым [27] по результатам анализа развития КА и КД в 23 цикле (“только некоторые ядра КА генетически связаны с КД”). В то же время, несмотря на отсутствие генетической связи, взаимодействие одновременно сосуществующих КА и КД постоянно наблюдается. Во многих случаях (хотя далеко не всегда), КД, находящаяся возле КА, после распада пятен КА расширяется (протягивается), распространяясь на ту область, где пятна были ранее. В подавляющем большинстве случаев низкоширотные КД представляли собой вытянутые, длинные, сравнительно тонкие образования (шириной 10–20 градусов). Этот тезис не противоречит классической картине, в соответствии с которой хвостовые полярности АО, распадаясь, расширяются. Благодаря закону Джоя, они, находясь ближе к полярной зоне, переносятся меридиональным течением к полюсу, постепенно формируя полярную КД противоположного знака и обеспечивая переполусовку [32]. Однако, согласно результатам нашего анализа, этот процесс не имеет отношения к эволюции низкоширотных КД.

Изучение взаимного расположения КА и КД показывает, что эти типы солнечных активных образований взаимодействуют между собой. Как указано выше, присутствие КА явно влияет на форму, локализацию и параметры вращения КД. С другой стороны, присутствие возле КА близко расположенных КД, вероятно, влияет на рост вспященного потенциала КА [33], а также на возможности ускоренных во время вспышки протонов выходить в гелиосферу [34].

Обратимся к вопросу о механизме генерации длинных “хоботов” – выступов полярных КД, явно не случайно протягивающихся в сторону КА, удаленных иногда на гигантские расстояния от границы полярной КД – от 40 до 100 гелиографических градусов (в редких случаях трансэкваториальных “хоботов”, рис. 2 и рис. 8). Авторы работ [35, 36] пришли к заключению, что граница между открытыми и замкнутыми областями поля на Солнце может быть сложной, с узкими коридорами открытого потока, связывающего, по-видимому, разьединенные КД, и эти коридоры могут быть источниками медленного солнечного ветра. Для объяснения происхождения таких коридоров авторами указанных работ была исследована топология магнитных конфигураций на основе аналитической модели поверхности

источника, показавшая возможность возникновения при определенных условиях особенностей структуры магнитного поля в виде обсуждаемых коридоров [37].

В пределах полярных КД в эпоху минимума цикла магнитное поле обладает открытой конфигурацией, силовые линии поля расположены квазирадiallyно вблизи полюса и обладают сверхрадиальным расположением ближе к границам КД. Это хорошо видно по полярным перьям (“щеточкам”) на снимках белой короны во время полных солнечных затмений [32]. На более низких широтах на солнечном лимбе видны корональные лучи, вытягивающиеся в гелиосферу параллельно экватору. Даже если полярные КД замкнуты друг на друга, вблизи поверхности Солнца их конфигурацию можно считать открытой, поскольку петли магнитного поля уходят высоко в корону и в этом смысле мало отличаются от действительно “открытых” конфигураций, в которых силовые линии уносятся солнечным ветром. Похожая ситуация наблюдается и в изолированных низкоширотных КД. Выполненные расчеты показывают, что силовые линии, выходящие из таких КД, замкнуты на поверхность Солнца, но на больших расстояниях порядка радиуса Солнца они могут быть названы открытыми именно в этом смысле [25, 38].

Как известно, спокойные области солнечной поверхности на уровне фотосферы и хромосферы покрыты “ковром” из квазигоризонтальных магнитных полей. Появление КД означает, что силовые линии становятся квази-вертикальными и уходят высоко в корону, что позволяет плазме вытекать в этих местах в гелиосферу. В результате плотность плазмы здесь падает, уменьшается мера эмиссии, и соответствующая область в коротковолновом диапазоне становится темнее, чем окружающий фон. Таким образом, появление выступа КД (“хобота”) означает, что в горизонтальном магнитном “ковре” возникает “дыра”: здесь силовые линии оказываются квази-радиальными, уходя в корону. При этом дыра приобретает форму длинного узкого коридора, связывающего полярную КД с АО в составе КА. Вдоль этого коридора магнитное поле “открывается”, силовые линии, расположенные, в основном, горизонтально, приобретают вертикальный характер, и поднимаются высоко в корону.

Процесс возникновения направленных вдоль меридиана “хоботов”, возможно, связан со следующими процессами.

В начале цикла, в отсутствие АО, подфотосферное поле имеет преимущественно полюидальный характер: меридионально направленные линии глобального поля на высоких широтах уходят глубоко в конвективную зону. В районе полюса линии поля выходят из-под фотосферы в виде

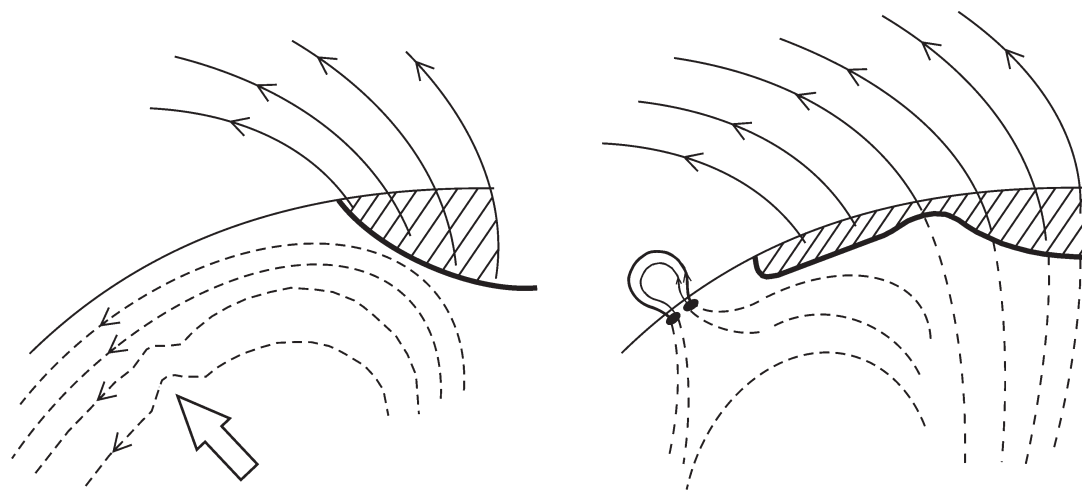


Рис. 9. Магнитное поле полярной КД и КА.

осесимметричного расходящегося пучка. Здесь они проявляются в виде “перьев” или “корональных щеточек” — оснований линий, уходящих высоко в корону. Ситуация схематично показана на рис. 9.

Слева показана полярная КД (ее граница обозначена жирной черной линией). Силовые линии над фотосферой показаны сплошными, под фотосферой — штриховыми линиями. Активная область (будущий КА) всплывает из глубин конвективной зоны, но на поверхности это никак не проявляется.

Справа на рис. 9 показаны КД и сформировавшийся КА. Форма границы полярной КД изменилась: всплытие магнитного потока АО привело к выходу вышележащих линий, которые, как и линии в пределах полярной КД, теперь также уходят высоко в корону. Граница КД теперь включает и область, где из-под фотосферы выходят эти линии. Область открытого поля КД заштрихована. Может быть выдвинута гипотеза о том, что всплытие потока, связанного с АО КА, могло изменить конфигурацию линий полоидального поля, проходящих через область АО, и привести к их “открытию” — вытягиванию вверх, в корону, в результате чего мог сформироваться “хобот” вдоль меридиана. Такова первая гипотеза.

Вторая гипотеза связана с процессами в короне. КА является областью, где повышена вероятность генерации вспышек и корональных выбросов массы (КВМ). КВМ, поднимаясь над АО КА, неизбежно сталкивается со сверхрадиально направленными силовыми линиями полярной КД, покрываемыми своеобразным куполом высокие широты. Взаимодействие магнитного поля выходящего скоростного КВМ и полей “полярных перьев” полярной КД может привести к пересоединению полей КД и КА, что в конечном итоге при-

водит к возникновению структуры “хобота” в окрестностях КА.

Правомерность изложенных гипотез требует детальных наблюдений и анализа процесса формирования первых КД цикла (“хоботов” полярных КД).

## 5. ВЫВОДЫ

Анализ взаимного расположения КА и КД в 24 цикле приводит к следующим заключениям:

1. Первые низкоширотные КД в цикле возникают в виде выступов (“хоботов”) полярных КД, протягивающихся в сторону АО в составе комплексов активности.

2. Изолированные (не связанные с полярными КД) низкоширотные КД возникают как результат эволюции “хоботов” полярных КД. Низкоширотные КД, как и “хоботы”, взаимодействуют с АО КА, что и определяет их конфигурацию.

3. Эффект замещения, когда на месте распавшихся АО КА возникает КД, проявляется не в появлении новой КД вместо АО, а в распространении (расширении или удлинении) уже существующей близлежащей КД на место распавшейся АО. КД рождаются от КД, а не от КА, но КА оказывают влияние на их локализацию и форму.

4. Высокоширотные КД (как правило, “хоботы” полярных КД) подчиняются дифференциальному вращению, околополярное основание “хобота” смещается к востоку с характерной скоростью около 10 градусов за оборот. Низкоширотные изолированные КД, взаимодействующие с КА, вращаются с кэррингтоновской скоростью. Низкоширотные КД, не связанные с КА, подчиняются дифференциальному вращению.

5. Возникновение “хоботов” полярных КД связано с влиянием АО (прежде всего, АО в со-

стае КА). Механизм формирования “хоботов” требует дальнейших исследований.

6. Подтвержден сделанный ранее предварительный вывод о том, что все КА на определенном этапе своего развития связаны с близлежащими КД. Это проявляется в изменениях формы границ КД и в особенностях скорости вращения КД.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны рецензентам, сделавшим ряд полезных замечаний.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России (госзадание FZZE-2020-0017, FZZE-2020-0024, а также субсидия № 075-ГЗ/Ц3569/278).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *S. R. Cranmer*, *Solar Phys.* **6**, 3 (2009).
2. *A. F. Timothy, A. S. Krieger, and G. S. Vaiana*, *Solar Phys.* **42**, 135 (1975).
3. *J. Zirker* *Coronal Holes and High-Speed Wind Streams* (Boulder, Colo.: Colorado Associated University Press, 1977).
4. *R. H. Levine*, *Astrophys. J.* **218**, 291 (1977).
5. *Б. П. Филиппов* *Эруптивные процессы на Солнце* (М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007).
6. *В. Н. Обридко, Ю. А. Наговицын*, *Солнечная активность, цикличность и методы прогноза* (СПб.: Изд-во ВВМ, 2017).
7. *Н. Н. Степанян*, *Солнечный цикл* (С.-Пб, ФТИ, 36, 1993).
8. *Н. Н. Степанян, Е. В. Маланушенко*, *Изв. КрАО* **97**, 76 (2001).
9. *S. G. Heinemann, S. J. Hofmeister, A. M. Veronig, and M. Temmer*, *Astrophys. J.* **863**, 29 (2018).
10. *R. F. Pinto, N. Poirier, A. P. Rouillard, and A. Kouloumvakos*, *Astron. and Astrophys.* **653**, 92 (2021).
11. *J. D. Bohlin and N. R. Sheeley*, *Solar Phys.* **56**, 125 (1978).
12. *В. Н. Обридко, Б. Д. Шельтинг*, *Солнечные данные* **1**, 89 (1988).
13. *J. E. Insley*, *Solar Phys.* **160**, 1 (1995).
14. *В. Г. Иванов, Р. Н. Ихсанов* *Современные проблемы солнечной цикличности. Труды конференции, посвященной памяти М.В. Гневывшева и А.И. Оля* (С-Пб, ГАО РАН, 76–80, 1997).
15. *В. Г. Иванов, Р. Н. Ихсанов*, *Современные проблемы солнечной цикличности. Труды конференции, посвященной памяти М.В. Гневывшева и А.И. Оля* (С-Пб, ГАО РАН, 81–85, 1997).
16. *В. В. Касинский, В. М. Томозов*, *Астрон. циркуляр* **806**, 1 (1974).
17. *D. Bravo*, *Solar Phys.* **173**, 193 (1997).
18. *E. I. Mogilevsky, V. N. Obridko, N. S. Shilova*, *Solar Phys.* **176**, 107 (1997).
19. *V. M. Malashchuk, V. G. Fainshtein, N. N. Stepanyan, G. V. Rudenko, and Ya. I. Egorov*. *Bull. of the Crimean Astrophys. Obs.* **108**, 70 (2012).
20. *В. М. Малащук, Н. Н. Степанян*, *Изв. КрАО* **109**, 148 (2013).
21. *В. Г. Файнштейн, В. М. Малащук, Н. Н. Степанян, Г. В. Руденко, Я. И. Егоров*, *Изв. КрАО* **109**, 156 (2013).
22. *В. М. Малащук, В. Г. Файнштейн, Н. Н. Степанян, Г. В. Руденко*, *Изв. КрАО* **112**, 58 (2016).
23. *В. Г. Банин, С. А. Язев*, *Солнечные данные* **1**, 78 (1991).
24. *В. А. Коваленко*, *Солнечный ветер* (М.: Наука, 1983).
25. *N. V. Karachik, A. A. Pevtsov, V. I. Abramenko*, *Astrophys. J.* **714**, 1672 (2010).
26. *С. А. Язев*, *Известия ИГУ, серия Науки о Земле* **3**, 2, 226 (2010).
27. *K. S. Tavastsherna and E. V. Polyakow*, *Geomagn. Aeron.* **54**, 953 (2014).
28. *В. Н. Обридко, Б. Д. Шельтинг*, *Солнечные данные* **1**, 89 (1988).
29. *S. A. Yazev*, *Astron. Rep.* **59**, 228 (2015).
30. *V. Gaizauskas, K. L. Harvey, J. W. Harvey, and C. Zwaan*, *Astrophys. J.* **141**, 1502 (1983).
31. *С. А. Язев*, *Феномен комплексов активности на Солнце* (Иркутск.: Изд-во ИГУ, 2014).
32. *А. В. Мордвинов, С. А. Язев, Е. Г. Рыкова, А. А. Дворкина-Самарская*, *Солнечно-земная физика* **18**, 69 (2011).
33. *E. S. Isaeva, V. M. Tomozov, and S. A. Yazev*, *Astron. Rep.* **62**, 243 (2018).
34. *В. М. Томозов, С. А. Язев, and Е. С. Исаева*, *Астрон. журн.* **97**, 722 (2020).
35. *S. K. Antiochos, C. R. DeVore, J. T. Karpen, and Z. Mikiš*, *Astrophys. J.* **671**, 946 (2007).
36. *S. K. Antiochos, Z. Mikiš, V. S. Titov, R. Lionello, and J. A. Linker*, *Astrophys. J.* **711**, 112 (2011).
37. *V. S. Titov, Z. Mikiš, J. A. Linker, R. Lionello, and S. K. Antiochos*, *Astrophys. J.* **731**, 111 (2011).
38. *В. Г. Файнштейн, Н. Н. Степанян, Г. В. Руденко, В. М. Малащук, Л. К. Кашапова*, *Изв. КрАО* **106**, 7 (2010).

## ПРЕЦЕССИЯ ПРОБНЫХ ОРБИТ В ЦИРКУМБИНАРНЫХ ЭКЗОПЛАНЕТНЫХ СИСТЕМАХ

© 2022 г. Б. П. Кондратьев<sup>1, 2, \*</sup>, В. С. Корноухов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет,  
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

<sup>2</sup> Главная (Пулковская) Астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

\*E-mail: work@boris-kondratyev.ru

Поступила в редакцию 14.06.2022 г.

После доработки 02.09.2022 г.

Принята к публикации 30.09.2022 г.

Новым аналитическим методом R-тороидов изучается апсидальная и нодальная прецессия пробных орбит в циркумбинарных экзосистемах Kepler-16, Kepler-35, Kepler-38, Kepler-413, Kepler-453, Kepler-1661, Kepler-1647 и TOI-1338. Для каждой системы из выборки (1) построена суперпозиция из трех R-тороидов, (2) рассчитаны угловые моменты звездной пары и планеты относительно плоскости Лапласа, (3) найдены коэффициенты 2-й и 4-й зональных гармоник внешнего потенциала для R-тороидов, (4) выведены и решены уравнения для частот обоих видов прецессии у пробных орбит. Найдено, что в гравитационном поле R-тороида отношение периодов апсидальной и нодальной прецессии у кольца Гаусса с нулевым наклоном равно  $(-2)$ . Установлено, что известные из литературы методы исследования циркумбинарных систем являются частным случаем развитого здесь подхода; у нас дополнительно учитываются эксцентриситеты и наклоны орбит тел к плоскости Лапласа, а также гравитационное возмущение от третьего тела (планеты).

*Ключевые слова:* планеты у двойных звезд, метод R-тороидов, пробные орбиты, прецессия: индивидуально: апсидальная и нодальная

DOI: 10.31857/S000462992211010X

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] для исследования долгопериодических и вековых возмущений в небесной механике был разработан аналитический метод, получивший название модели R-тороида. Эта модель представляет собой 3D обобщение прецессирующего кольца Гаусса, и способ ее построения сводится к цепочке преобразований: 1D кольцо Гаусса – 2D R-кольцо – 3D R-тороид. Аббревиатура “R” в названиях “R-кольцо” и “R-тороид” означает “Розеточный”, от термина “розеточная” орбита. Если кольцо Гаусса хорошо известно, то относительно R-кольца напомним, что последнее образуется при усреднении движения тела по розеточной орбите (или, что эквивалентно, при усреднении равномерного движения линии апсид прецессирующего кольца Гаусса), см. [2, 3]. Но в некоторых более сложных случаях в небесной механике плоскость R-кольца также может прецессировать, и логично провести еще одно усреднение орбиты по углу этой нодальной прецессии: при этом получается фигура R-тороида, см. рис. 1.

В [1] были изучены форма, внутренняя структура и внешний гравитационный потенциал R-тороида и, что особенно важно для приложений, найдена взаимная энергия  $W_{\text{mut}}$  системы “R-то-

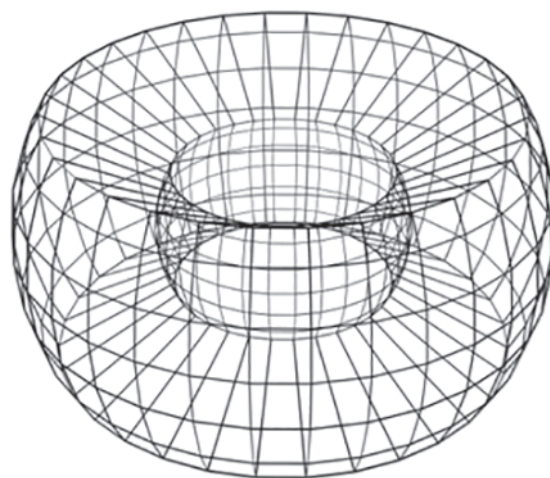


Рис. 1. Трехмерное изображение R-тороида. Рисунок из работы [1].

роид—кольцо Гаусса”. С помощью этой функции  $W_{\text{mut}}$ , заменяющей в методе R-тороидов классическую функцию возмущений Лагранжа, была получена система из шести дифференциальных уравнений, описывающих вековую эволюцию оскулирующих орбит в гравитационных полях как отдельного R-тороида, так и в суперпозиции из трех этих фигур.

Модель R-тороида можно применять для изучения актуальных задач вековой динамики экзопланет, о которых накопилась большая наблюдательная информация. В частности, с помощью модели R-тороида в [1] был рассчитан график частот прецессии пробной орбиты в поле прецессирующей центральной звезды и планеты RTFO 8-8695b, об этой экзосистеме см. также [4, 5].

Кроме того, в настоящее время в обширной экзопланетной тематике можно выделить две задачи с применением метода R-тороидов: это изучение эволюции орбит горячих юпитеров с рекордно коротким (сутки или даже часы!) временем обращения данных объектов вокруг центральных звезд, а также исследование вековой эволюции циркумбинарных систем, состоящих из тесной пары звезд и обращающейся вокруг них отдаленной экзопланеты.

Исследование циркумбинарных экзосистем ставит перед астрономами важные задачи: их открытие не только расширяет наши представления о существовании в природе новых удивительных конфигураций звезд и планет, в которых может существовать жизнь, но и на конкретных примерах позволяет изучать интересный динамический эффект — дестабилизирующее действие двойной системы по сравнению со случаем замены двойной системы одной звездой. Кроме того, встречающиеся здесь орбитальные конфигурации и трехчастичные гравитационные взаимодействия позволяют прямые и точные измерения масс и радиусов звезд и планет.

Изучению циркумбинарных тройных систем посвящено немало работ. В работе [6] изучаются процессы образования (в 1978 г. еще гипотетических!) экзопланет вокруг двойных звезд. Изучая динамику планетезималей, Herpenheimer пришел к выводу, что образование планет из планетезималей возможно только на орбитах с малыми эксцентриситетами.

В статье Демидовой и Шевченко [7] (см. также монографию И.И. Шевченко [8]) методы Herpenheimer и Moriawaki & Nakagawa [9] объединяются и модифицируются для расчета частот апсидальной прецессии орбиты планеты. Заметим, что в работах [6–9] рассматривается только компланарный вариант задачи (частота апсидальной прецессии в компланарном случае соответствует скорости изменения долготы перицентра), а гравитационное влияние третьего тела (планеты) не

учитывается. В [7] обсуждается характерный для циркумбинарных систем эффект пульсации эксцентриситета орбиты планеты; в системе Kepler-16 период этих пульсаций был найден немного меньше 50 лет. Обратим внимание на то, что в применяемом в работах [6–9] методе при описании движения пробной частицы используется специальная терминология и надо различать прецессию орбиты с *вынужденным эксцентриситетом* и апсидальную прецессию орбиты с *эксцентриситетом невозмущенным* (собственным). С учетом особенностей терминологии наши результаты согласуются с полученными в [7].

Из исследований по циркумбинарным системам, предшествовавшим методу R-тороидов, отметим еще статьи [10–12]. В последней из них, например, численным методом исследовалась устойчивость орбит предполагаемых (но пока не наблюдаемых) спутников вокруг планет в двойных звездных системах.

Первое исследование двух циркумбинарных экзопланет (Kepler-413 и Kepler-453) методом, основанным на системе из трех R-тороидов, проводилось в работе [13]. Здесь мы продолжаем изучать методом R-тороидов прецессию пробных орбит в шести новых циркумбинарных экзосистемах; дается и дополнительная информация о двух экзосистемах, упомянутых в работе [13]. Суть нашего подхода в том, что для каждого тела в циркумбинарной системе (две звезды и одна планета) создается отдельная модель R-тороида, затем находится их суперпозиция, и в суммарном гравитационном поле трех R-тороидов исследуется апсидальная и нодальная прецессия пробных орбит.

План статьи следующий. В разделах 2, 3 дана постановка задачи, вводится плоскость Лапласа и находятся углы ориентации и угловые моменты в циркумбинарных системах. В подразделе 4.1 даны выражения для зональных гармоник внешнего потенциала R-тороида, а в 4.2 и 4.3 выводятся уравнения и рассчитываются частоты апсидальной и нодальной прецессии пробных орбит в суммарном гравитационном поле трех R-тороидов. Результаты представлены графически на 8 рисунках. Результаты работы обсуждаются в разделе 5.

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ПЛОСКОСТЬ ЛАПЛАСА И УГЛЫ ОРИЕНТАЦИИ ОРБИТ

Рассмотрим циркумбинарную тройную систему, в которой одна экзопланета движется по внешней отдаленной орбите вокруг тесной пары звезд. Для описания движения тел в такой системе надо знать массы и орбитальные параметры двух звезд ( $M_1, M_2, a_1, a_2, e_{12}, i'_{12}$ ) и планеты ( $m, a_p, e_p, i'_p$ ). Углы наклонов орбит звезд  $i'_{12}$  и планеты  $i'_p$  бу-

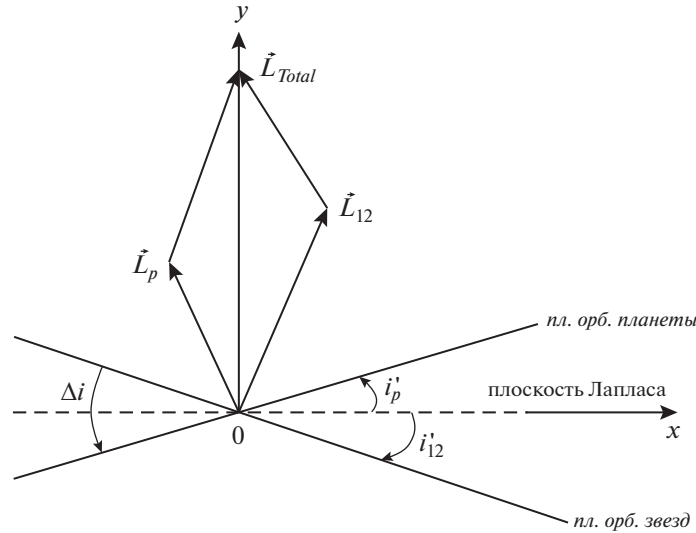


Рис. 2. Схема векторов угловых орбитальных моментов в тройной циркумбинарной системе. Штрихами показана плоскость Лапласа. Рисунок из работы [14].

дем отсчитывать от общей плоскости Лапласа (рис. 2).

Угловой момент орбитального эллиптического движения тела (на единицу массы) в заданной тройной системе равен

$$L = \sqrt{\mu a (1 - e^2)}, \quad (1)$$

где  $a$  и  $e$  – большая полуось и эксцентриситет орбиты,  $\mu = G\bar{M}$  – аналог гравитационного параметра тела. Полагая начало координат в центре масс двойной звезды и принимая условие  $m \ll M_1 + M_2$ , находим отмеченные верхней чертой величины  $\bar{M}$ :

$$\bar{M}_1 = \frac{M_2^3}{(M_1 + M_2)^2}; \quad \bar{M}_2 = \frac{M_1^3}{(M_1 + M_2)^2}. \quad (2)$$

Тогда орбитальный угловой момент звездной пары дается формулой

$$L_{12} = M_1 \sqrt{G\bar{M}_1 a_1 (1 - e_{12}^2)} + M_2 \sqrt{G\bar{M}_2 a_2 (1 - e_{12}^2)}, \quad (3)$$

причем полуоси орбиты каждой звезды (с фокусом в общем центре масс) связаны соотношениями

$$a_1 + a_2 = a_{12}, \quad a_1 M_1 = a_2 M_2. \quad (4)$$

Орбитальный угловой момент планеты массой  $m_p$  будет равен

$$L_p = m_p \sqrt{G(M_1 + M_2) a_p (1 - e_p^2)}. \quad (5)$$

По определению, плоскость Лапласа должна быть нормальна вектору полного орбитального углового момента системы  $L_{tot} = L_{12} + L_p$ . Если  $i_p'$  и  $i_{12}'$  – вспомогательные углы наклона плоскостей

орбит планеты и звезд к плоскости Лапласа (рис. 2), то условие перпендикулярности вектора  $L_{tot}$  к плоскости Лапласа выполняется, если (см. [1, 14])

$$L_p \sin i_p' = L_{12} \sin i_{12}'. \quad (6)$$

Для вспомогательных углов  $i_p'$  и  $i_{12}'$  имеем систему двух уравнений

$$\frac{\sin i_p'}{\sin i_{12}'} = \frac{L_{12}}{L_p} = \gamma, \quad i_p' + i_{12}' = \Delta i. \quad (7)$$

Две формулы (7) можно объединить в одну, выразив наклон плоскости орбит двойной звезды  $i_{12}'$  к плоскости Лапласа через суммарный угол  $\Delta i$

$$i_{12}' = \arctan \frac{\sin \Delta i}{\gamma + \cos \Delta i}. \quad (8)$$

Тогда, согласно формулам (3) и (5), отношение модулей угловых орбитальных моментов двойной звезды и планеты в циркумбинарной системе будет равно

$$\gamma = \frac{L_{12}}{L_p} = \sqrt{\frac{1 - e_{12}^2}{1 - e_p^2}} \left[ \frac{M_1 \sqrt{\bar{M}_1 a_1} + M_2 \sqrt{\bar{M}_2 a_2}}{m \sqrt{(M_1 + M_2) a_p}} \right]. \quad (9)$$

### 3. РАСЧЕТ ОРИЕНТАЦИИ УГЛОВЫХ МОМЕНТОВ В ЦИРКУМБИНАРНЫХ ЭКЗОСИСТЕМАХ

Из литературы была собрана необходимая информация о восьми циркумбинарных экзосистемах, которую мы разместили в табл. 1 и 2. В этих таблицах приводятся известные из наблюдений для каждой системы данные о массах ( $M_1, M_2, m_p$ ),

**Таблица 1.** Параметры циркумбинарных систем Kepler-16 (Doyle et al. [15]); Kepler-35 (Welsh et al. [16]); Kepler-38 (Orosz et al. [17]); Kepler-413 (Kostov et al. [18]). Звездочкой “\*” отмечена экзосистема, частично изученная в [13]

Система	Kepler-16	Kepler-35	Kepler-38	*Kepler-413
$M_1[M_{\text{Sun}}]$	$0.6897 \pm 0.0035$	$0.888 \pm 0.005$	$0.95 \pm 0.06$	$0.820 \pm 0.015$
$M_2[M_{\text{Sun}}]$	$0.2026 \pm 0.0007$	$0.809 \pm 0.004$	$0.249 \pm 0.009$	$0.542 \pm 0.008$
$a_{12}$ [a.e.]	$0.22431 \pm 0.00035$	$0.17617 \pm 0.00030$	$0.1469 \pm 0.0026$	$0.10148 \pm 0.00057$
$e_{12}$	$0.1594 \pm 0.0006$	$0.1421 \pm 0.0015$	$0.1032 \pm 0.0012$	$0.0365 \pm 0.0023$
$i_{12}$ [°]	$90.3399 \pm 0.0018$	$90.424 \pm 0.008$	$89.265 \pm 0.026$	$87.332 \pm 0.050$
$\omega_{12}$ [°]	$263.464 \pm 0.026$	$86.513 \pm 0.037$	$-91.320 \pm 0.036$	$279.74 \pm 0.62$
$m_p [M_{\text{Earth}}]$	$106 \pm 5$	$40 \pm 6$	$70 \pm 41$	$67 \pm 21$
$a_p$ [a.e.]	$0.7048 \pm 0.0011$	$0.6035 \pm 0.0010$	$0.464 \pm 0.008$	$0.355 \pm 0.002$
$e_p$	$0.0067 \pm 0.0012$	$0.043 \pm 0.006$	$0.005 \pm 0.010$	$0.1181 \pm 0.0018$
$i_p$ [°]	$90.0322 \pm 0.0022$	$90.77 \pm 0.11$	$89.446 \pm 0.030$	$89.929 \pm 0.024$
$\omega_p$ [°]	$312 \pm 16$	$62 \pm 26$	$33 \pm 72$	$94.6 \pm 2.2$
$\Delta\Omega_p$ [°]	$0.003 \pm 0.013$	$-1.28 \pm 0.29$	$-0.01 \pm 0.05$	$3.139 \pm 0.080$
$\Delta i$ [°]	$0.308 \pm 0.003$	$1.33 \pm 0.28$	$0.182 \pm 0.040$	$4.073 \pm 0.113$

**Таблица 2.** Параметры циркумбинарных систем Kepler-1647 (Kostov et al. [19]); Kepler-1661 (Socia et al. [20]); TOI-1338 (Kostov et al. [21]); Kepler-453 (Welsh et al. [16]). Звездочкой “\*” отмечена экзосистема, частично изученная в [13]

Система	Kepler-1647	Kepler-1661	TOI-1338	*Kepler-453
$M_1[M_{\text{Sun}}]$	$1.221 \pm 0.011$	$0.841 \pm 0.022$	$1.04 \pm 0.07$	$0.944 \pm 0.010$
$M_2[M_{\text{Sun}}]$	$0.968 \pm 0.004$	$0.262 \pm 0.005$	$0.297 \pm 0.012$	$0.1951 \pm 0.0020$
$a_{12}$ [a.e.]	$0.1276 \pm 0.0002$	$0.187 \pm 0.002$	$0.1288 \pm 0.0025$	$0.18539 \pm 0.00066$
$e_{12}$	$0.1602 \pm 0.0004$	$0.112 \pm 0.002$	$0.1560 \pm 0.0002$	$0.0524 \pm 0.0037$
$i_{12}$ [°]	$87.916 \pm 0.015$	$88.76 \pm 0.02$	$89.69 \pm 0.15$	$90.266 \pm 0.052$
$\omega_{12}$ [°]	$300.54 \pm 0.09$	$36.4 \pm 1.1$	$117.56 \pm 0.07$	$263.05 \pm 0.48$
$m_p [M_{\text{Earth}}]$	$483 \pm 206$	$17 \pm 12$	$30 \pm 20$	$0.2 \pm 16.0$
$a_p$ [a.e.]	$2.721 \pm 0.007$	$0.633 \pm 0.005$	$0.449 \pm 0.009$	$0.7903 \pm 0.0028$
$e_p$	$0.06 \pm 0.07$	$0.057 \pm 0.005$	$0.0933 \pm 0.0038$	$0.0359 \pm 0.0088$
$i_p$ [°]	$90.097 \pm 0.004$	$89.46 \pm 0.02$	$89.3 \pm 0.3$	$89.4429 \pm 0.0091$
$\omega_p$ [°]	$155 \pm 147$	$67 \pm 5$	$263 \pm 4$	$185.1 \pm 3.7$
$\Delta\Omega_p$ [°]	$-2.04 \pm 0.36$	$0.61 \pm 0.03$	$0.87 \pm 0.35$	$2.103 \pm 0.055$
$\Delta i$ [°]	$2.99 \pm 0.25$	$0.93 \pm 0.03$	$0.97 \pm 0.35$	$2.258 \pm 0.039$

полуосях ( $a_{12}, a_p$ ), эксцентриситетах ( $e_{12}, e_p$ ) и ориентации орбит ( $i_{12}, i_p, \omega_{12}, \omega_p, \Delta\Omega_p$ ) для звезд и планеты. Для удобства весь массив из восьми экзосистем разбит на две группы.

Во второй таблице аналогичные сведения даны о другой группе циркумбинарных экзосистем.

Затем с помощью формул (7), (8) и (9) мы рассчитали четыре важные характеристики для каждой циркумбинарной экзосистемы. Прежде всего это отношение модулей угловых орбитальных мо-

ментов двойной звезды и планеты  $\gamma = \frac{L_{12}}{L_p}$ . Кроме

того, в каждой экзосистеме были найдены вспомогательные углы наклона плоскостей орбит двойной звезды  $i'_{12}$  и планеты  $i'_p$  к плоскости Лапласа. Это позволило вычислить и четвертую величину  $\Delta i$ , представляющую угол взаимного наклона плоскости орбиты планеты и плоскости орбит звезд. Результаты этих расчетов даны в табл. 3 и 4.



**Таблица 3.** Величины, рассчитанные для первой группы циркумбинарных экзосистем: это отношение модулей угловых орбитальных моментов двойной звезды и планеты  $\gamma = \frac{L_{12}}{L_p}$ , а также наклоны орбитальных моментов звездной пары  $i'_{12}$  и планеты  $i'_p$  к суммарному угловому моменту. Сумма двух последних углов равна  $\Delta i$

Система	Kepler-16	Kepler-35	Kepler-38	Kepler-413
$\gamma$	274	1870	529	873
$i'_{12}$ [°]	$(1.12 \pm 0.05) \times 10^{-3}$	$(7 \pm 2) \times 10^{-4}$	$(3 \pm 2) \times 10^{-4}$	$(4.7 \pm 1.5) \times 10^{-3}$
$i'_p$ [°]	$0.307 \pm 0.003$	$1.3 \pm 0.3$	$0.18 \pm 0.04$	$4.07 \pm 0.11$

**Таблица 4.** Значения тех же характеристик, как и в табл. 3, для второй группы циркумбинарных экзосистем

Система	Kepler-1647	Kepler-1661	TOI-1338	Kepler-453
$\gamma$	80	2120	1360	$1.3 \times 10^5$
$i'_{12}$ [°]	$(3 \pm 2) \times 10^{-2}$	$(4 \pm 3) \times 10^{-4}$	$(7 \pm 5) \times 10^{-4}$	$(0.2 \pm 13.9) \times 10^{-4}$
$i'_p$ [°]	$2.95 \pm 0.25$	$0.93 \pm 0.03$	$0.97 \pm 0.35$	$2.26 \pm 0.04$

Большие значения  $\gamma = \frac{L_{12}}{L_p}$  у всех экзосистем в табл. 3 и 4 объясняются тем, что в числителе этого отношения стоит величина орбитального (а не спинового) углового момента звезд. Доминирующий характер углового момента звездной пары в рассматриваемых циркумбинарных системах виден и по малому значению угла  $i'_{12}$ .

Обратим также внимание на то, что для всех рассматриваемых циркумбинарных систем угол  $\Delta i \neq 0$ , что говорит о некомпланарности орбит звезд и планеты относительно плоскости Лапласа, именно некомпланарность плоскостей орбит и приводит к прецессии узлов у всех трех тел. Подробнее эту нодальную прецессию мы рассматриваем в разделе 4.

#### 4. ВЕКОВАЯ ПРЕЦЕССИЯ ПРОБНЫХ ОРБИТ В ЦИРКУМБИНАРНЫХ СИСТЕМАХ

Для изучения эволюции внешних орбит прежде всего надо знать внешний гравитационный потенциал R-тороида. Так как фигура R-тороида имеет круговую симметрию, нас интересуют, прежде всего.

##### 4.1. Зональные гармоники внешнего потенциала R-тороида

Как показано в [1], см. также [13], две главные зональные гармоники внешнего потенциала R-тороида равны

$$C_{20}^R = -\frac{1}{2} \left( 1 + \frac{3}{2} e_R^2 \right) \frac{3 \cos^2 i_R - 1}{2}; \tag{10}$$

$$C_{40}^R = \frac{3}{8} \left( 1 + 5e_R^2 + \frac{15}{8} e_R^4 \right) \frac{35 \cos^4 i_R - 30 \cos^2 i_R + 3}{8}.$$

Здесь  $e_R, i_R$  – эксцентриситет и наклон орбиты к плоскости Лапласа для той звезды или планеты, для которой создана модель R-тороида.

По формулам (10), с учетом данных в табл. 1 и 2 эксцентриситетов орбит и рассчитанных выше углов ориентации (см. табл. 3 и 4), мы нашли значения двух коэффициентов  $C_{20}^R$  и  $C_{40}^R$  зональных гармоник потенциала R-тороидов. Эти результаты размещены в соответствующих строках в табл. 5 и 6.

##### 4.2. Уравнения прецессии пробных орбит в гравитационном поле R-тороида

Согласно [1], применение модели R-тороида справедливо для пробных тел с орбитальными периодами большими, чем период узловой прецессии кольца Гаусса  $T_\Omega$ , заполняющего тороид. Следовательно, в данном подходе можно рассматривать только те пробные орбиты, полуоси которых больше некоторого критического значения  $a_{cr}$

$$a_{cr} = \left( \frac{\mu}{4\pi^2} \right)^{\frac{1}{3}} T_\Omega^{\frac{2}{3}}. \tag{11}$$

Скорость прецессии линии узлов и линии апсид пробной орбиты под влиянием гравитацион-

**Таблица 5.** Оценки коэффициентов 2-й и 4-й зональных гармоник R-тороидов двух звезд  $C_{20}^1, C_{20}^2, C_{40}^1, C_{40}^2$  и планеты  $C_{20}^p, C_{40}^p$ . Здесь даны также: скорости  $\dot{\Omega}_R^0$  прецессии линии узлов орбиты пробной планеты от отдельного взятого тороида из трех в вырожденном случае ( $a = 1$  а.е.,  $e = 0, i = 0^\circ$ ), где индекс принимает значения  $R = \{1, 2, p\}$ ; скорости прецессии линии узлов и линии апсид орбиты пробной планеты от всех тороидов в вырожденном случае  $\dot{\Omega}_{12p}^0, \dot{\omega}_{12p}^0, \dot{\omega}_{12p}^0$ , а также соответствующие этим скоростям периоды прецессии  $(T_{\Omega}^{12p})_0$  и  $(T_{\omega}^{12p})_0$

Система	Kepler-16	Kepler-35	Kepler-38	Kepler-413
$C_{20}^1 = C_{20}^2$	$-0.5191 \pm 0.0001$	$-0.5151 \pm 0.0003$	$-0.5080 \pm 0.0002$	$-0.5010 \pm 0.0001$
$C_{40}^1 = C_{40}^2$	$0.4231 \pm 0.0004$	$0.4131 \pm 0.0008$	$0.3950 \pm 0.0005$	$0.3775 \pm 0.0003$
$C_{20}^p$	$-0.50001 \pm 0.00001$	$-0.5010 \pm 0.0004$	$-0.50001 \pm 0.00008$	$-0.5066 \pm 0.0003$
$C_{40}^p$	$0.37503 \pm 0.00003$	$0.377 \pm 0.001$	$0.3750 \pm 0.0002$	$0.3912 \pm 0.0010$
$\dot{\Omega}_1^0 [10^{-10} \text{ c}^{-1}]$	$-2.93 \pm 0.02$	$-7.40 \pm 0.04$	$-1.23 \pm 0.11$	$-1.72 \pm 0.04$
$\dot{\Omega}_2^0 [10^{-10} \text{ c}^{-1}]$	$-10.00 \pm 0.03$	$-8.12 \pm 0.04$	$-4.67 \pm 0.18$	$-2.60 \pm 0.04$
$\dot{\Omega}_p^0 [10^{-10} \text{ c}^{-1}]$	$-0.25 \pm 0.01$	$-0.05 \pm 0.01$	$-0.06 \pm 0.04$	$-0.03 \pm 0.01$
$\dot{\Omega}_{12p}^0 [10^{-9} \text{ c}^{-1}]$	$-1.32 \pm 0.01$	$-1.56 \pm 0.01$	$-0.60 \pm 0.03$	$-0.43 \pm 0.06$
$\dot{\omega}_{12p}^0 [10^{-9} \text{ c}^{-1}]$	$2.64 \pm 0.01$	$3.01 \pm 0.01$	$1.19 \pm 0.05$	$0.84 \pm 0.11$
$(T_{\Omega}^{12p})_0$ [лет]	$151.1 \pm 0.6$	$127.9 \pm 0.5$	$334 \pm 15$	$459 \pm 6$
$(T_{\omega}^{12p})_0$ [лет]	$75.6 \pm 0.3$	$63.9 \pm 0.3$	$167 \pm 8$	$229 \pm 3$

**Таблица 6.** Даны те же самые величины, что и в табл. 5, для второй группы экзопланет

Система	Kepler-1647	Kepler-1661	TOI-1338	Kepler-453
$C_{20}^1 = C_{20}^2$	$-0.5192 \pm 0.0001$	$-0.5094 \pm 0.0003$	$-0.51825 \pm 0.00004$	$-0.5021 \pm 0.0003$
$C_{40}^1 = C_{40}^2$	$0.4236 \pm 0.0002$	$0.3986 \pm 0.0008$	$0.42105 \pm 0.00009$	$0.3802 \pm 0.0007$
$C_{20}^p$	$-0.501 \pm 0.006$	$-0.5022 \pm 0.0004$	$-0.5063 \pm 0.0006$	$-0.4998 \pm 0.0005$
$C_{40}^p$	$0.376 \pm 0.015$	$0.381 \pm 0.001$	$0.3908 \pm 0.0014$	$0.3745 \pm 0.0012$
$\dot{\Omega}_1^0 [10^{-10} \text{ c}^{-1}]$	$-4.07 \pm 0.02$	$-2.4 \pm 0.1$	$-1.1 \pm 0.1$	$-1.34 \pm 0.03$
$\dot{\Omega}_2^0 [10^{-10} \text{ c}^{-1}]$	$-5.14 \pm 0.03$	$-7.7 \pm 0.2$	$-4.0 \pm 0.2$	$-6.47 \pm 0.06$
$\dot{\Omega}_p^0 [10^{-10} \text{ c}^{-1}]$	$-11 \pm 5$	$-0.03 \pm 0.02$	$-0.024 \pm 0.016$	$-0.0005 \pm 0.04$
$\dot{\Omega}_{12p}^0 [10^{-9} \text{ c}^{-1}]$	$-2.0 \pm 0.5$	$-1.01 \pm 0.03$	$-0.52 \pm 0.02$	$-0.78 \pm 0.01$
$\dot{\omega}_{12p}^0 [10^{-9} \text{ c}^{-1}]$	$4.0 \pm 0.9$	$2.02 \pm 0.05$	$1.03 \pm 0.05$	$1.56 \pm 0.02$
$(T_{\Omega}^{12p})_0$ [лет]	$99 \pm 23$	$196 \pm 5$	$386 \pm 18$	$255 \pm 3$
$(T_{\omega}^{12p})_0$ [лет]	$50 \pm 13$	$98 \pm 3$	$193 \pm 9$	$128 \pm 2$

ного поля R-тороида описываются дифференциальными уравнениями

$$\left(\frac{d\Omega}{dt}\right)_R = \dot{\Omega}_R^0 \left(\frac{a_E}{a}\right)^2 \frac{\cos i}{(1-e^2)^2}; \quad (12)$$

$$\left(\frac{d\omega}{dt}\right)_R = \dot{\omega}_R^0 \left(\frac{a_E}{a}\right)^2 \frac{5\cos^2 i - 1}{4(1-e^2)^2}, \quad (13)$$

где  $R = \{1, 2, p\}$  – индекс, обозначающий конкретный R-тороид,  $a_E$  равно одной астрономической единице в нужных единицах измерения; коэффициенты частот равны

$$\dot{\Omega}_R^0 = \frac{3}{2} C_{20}^R \frac{m_R}{M_1 + M_2} \sqrt{\frac{G(M_1 + M_2)}{a_R^3}} \left(\frac{a_R}{a_E}\right)^2, \quad (14)$$

$$\dot{\omega}_R^0 = -2\dot{\Omega}_R^0.$$

Заметим, что коэффициенты (14) равны частотам прецессии линии узлов и линии асид пробной планеты под влиянием каждого из трех тороидов в вырожденном случае ( $a = 1$  а.е.,  $e = 0$ ,  $i = 0^\circ$ ).

4.3. Расчет частот и периодов прецессии пробных орбит в суммарном гравитационном поле трех R-тороидов

В данной задаче для изучения вековой динамики циркумбинарной системы была создана совокупность из трех моделей R-тороида (две звезды плюс планета). Рассмотрим теперь суммарное влияние силовых полей этих трех тороидов на прецессию пробных орбит. Прежде всего для суперпозиции введенных выше коэффициентов имеем уравнения

$$\dot{\Omega}_{12p}^0 = \dot{\Omega}_1^0 + \dot{\Omega}_2^0 + \dot{\Omega}_p^0; \quad \dot{\omega}_{12p}^0 = -2\dot{\Omega}_{12p}^0; \quad (15)$$

$$(T_{\Omega}^{12p})_0 = \frac{2\pi}{\left(\frac{d\Omega}{dt}\right)_{12p}^0}; \quad (T_{\omega}^{12p})_0 = \frac{1}{2} T_{\Omega}^{12p}, \quad (16)$$

а соответствующие этим коэффициентам частот коэффициенты периодов прецессии запишутся в виде

$$(T_{\Omega}^{12p})_0 = \frac{2\pi}{\left(\frac{d\Omega}{dt}\right)_{12p}^0}; \quad (T_{\omega}^{12p})_0 = \frac{1}{2} T_{\Omega}^{12p}. \quad (16a, b)$$

Следовательно, периоды узловых и апсидальной прецессии пробной планеты под влиянием трех тороидов будут равны

$$T_{\Omega}^{12p} = (T_{\Omega}^{12p})_0 \left(\frac{a}{a_E}\right)^{\frac{7}{2}} \frac{(1-e^2)^2}{\cos i}; \quad (17)$$

$$T_{\omega}^{12p} = (T_{\omega}^{12p})_0 \left(\frac{a}{a_E}\right)^{\frac{7}{2}} \frac{4(1-e^2)^2}{5 \cos^2 i - 1}. \quad (18)$$

Результаты расчетов по этим формулам показаны в табл. 5 и 6.

Из формул (17) и (18) находим отношение периодов нодальной и апсидальной прецессии для пробной орбиты (или, представляющего эту орбиту оскулирующего кольца Гаусса)

$$\frac{T_{\Omega}^{12p}}{T_{\omega}^{12p}} = -\frac{5 \cos^2 i - 1}{2 \cos i} \approx -2 \left(1 - \frac{3}{4} i^2 + O(i^6)\right). \quad (19)$$

Из (19) следует, что модуль отношения периодов нодальной и апсидальной прецессии у внешнего кольца Гаусса, имеющего малый наклон  $i$  и

находящегося в гравитационном поле R-тороида, оказывается чуть меньше 2:

$$\left| \frac{T_{\Omega}'}{T_{\omega}'} \right| \leq 2. \quad (20)$$

Результат (20) подтверждается при моделировании экзопланеты KOI 120.01 в [16].

Заметим, что прецессия при больших углах наклона пробных орбит в нашей работе не рассматривается.

Рассчитаем теперь по формулам (17) и (18) периоды прецессии пробной планеты в зависимости от большой полуоси орбиты в случае нулевых значений эксцентриситета и наклона орбиты к главной плоскости ( $a = a_{cr}$ ,  $e = 0$ ,  $i = 0^\circ$ ).

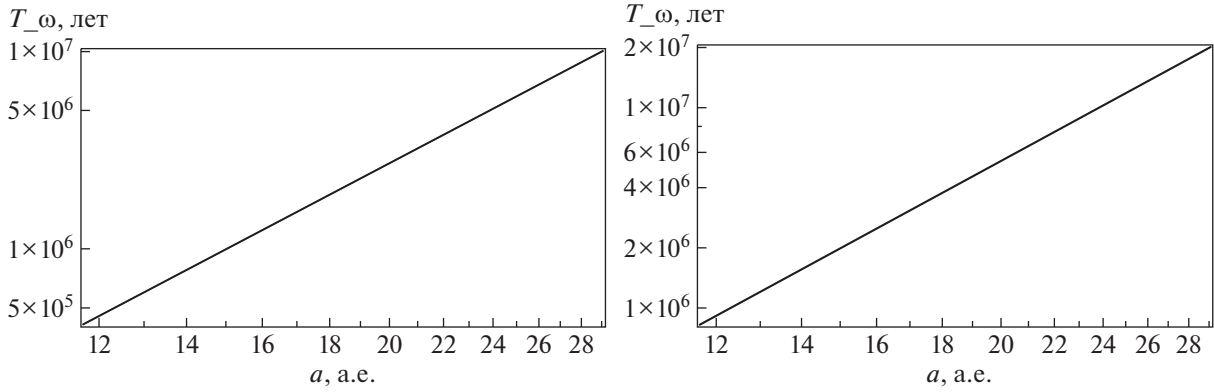
Графики на рис. 3–10 построены от критического (наименьшего возможного в модели) значения полуоси пробной планеты  $a_{cr}$ . Например, для системы Kepler-413 при значении  $a = a_{cr}$  имеем оценку периода апсидальной прецессии  $T_{\omega}^{12p} = (102 \pm 1) \times 10^3$  лет, а для периода прецессии долготы восходящего узла  $T_{\Omega}^{12p} = (203 \pm 3) \times 10^3$  лет. Для системы Kepler-453, соответственно, находим  $T_{\omega}^{12p} = (87 \pm 1) \times 10^5$  лет и  $T_{\Omega}^{12p} = (173 \pm 2) \times 10^5$  лет.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

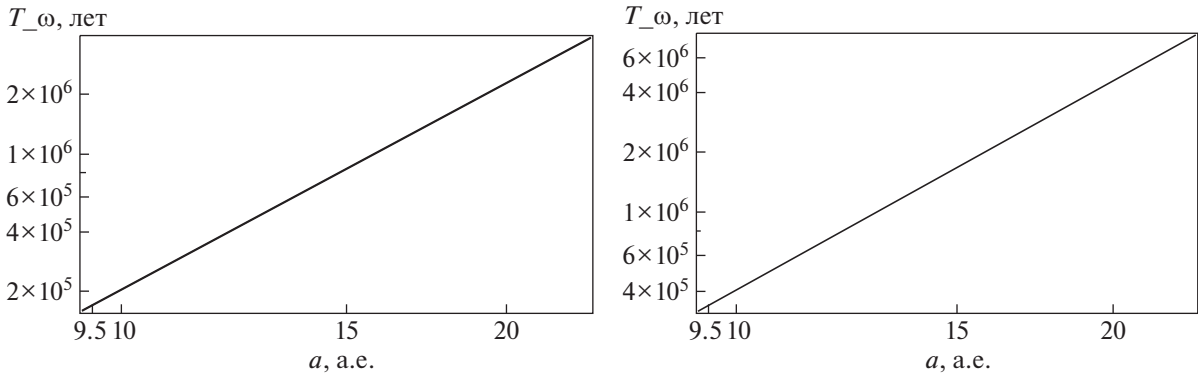
Исследование циркумбинарных экзосистем, состоящих из двойной звезды и внешней экзопланеты – важная задача в астрономии: открытие таких тройных систем не только расширяет наши представления о существовании в природе новых удивительных конфигураций звезд и планет, в которых, между прочим, может существовать жизнь, но и на конкретных примерах позволяет изучать интересный динамический эффект – дестабилизирующее действие двойной системы по сравнению со случаем замены двойной системы одной звездой.

В русле данного направления лежит и наша работа, где изучается прецессия пробных орбит в циркумбинарных системах. О важности постановки задачи о пробных орбитах свидетельствуют многие работы, см., например, статьи [5] и [12], где численным методом исследовалась устойчивость пробных орбит спутников экзопланет в циркумбинарных системах (причем сами спутники пока не обнаружены).

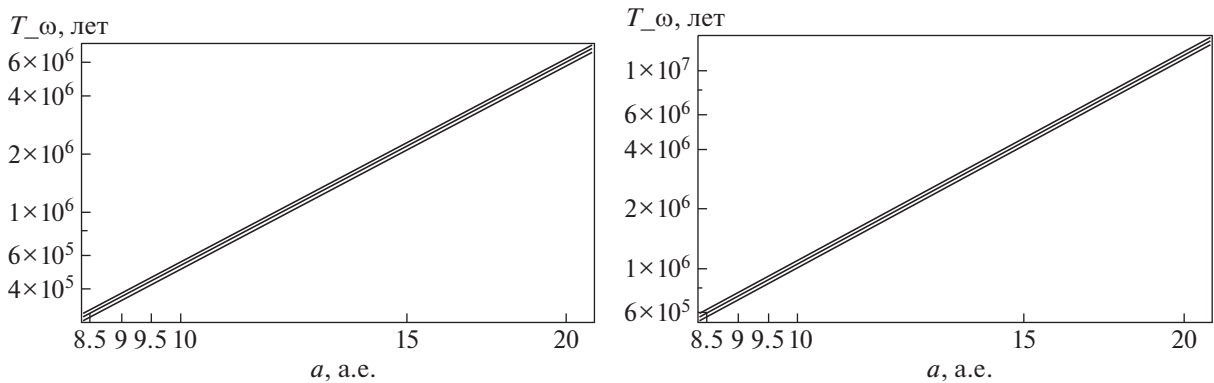
Для изучения апсидальной и нодальной прецессии пробных орбит у нас был разработан (см. также [1] и [13]) новый метод, опирающийся на суперпозицию из трех R-тороидов. Здесь данный метод применяется к восьми экзосистемам: Kepler-16, Kepler-35, Kepler-38, Kepler-413, Kepler-



**Рис. 3.** Графики (в логарифмической шкале по обеим осям) зависимости периода прецессии орбиты пробной планеты (в годах) от ее полуоси, измеряемой в астрономических единицах для системы Kepler-16 в вырожденном случае  $e = 0$  и  $i = 0$ : слева – для прецессии перицентра линии апсид  $T_{\omega}^{12p}(a)$ , справа – для прецессии восходящего узла  $T_{\Omega}^{12p}(a)$ .



**Рис. 4.** То же самое, что на рис. 3, но для планеты Kepler-35.



**Рис. 5.** То же самое, что на рис. 3, но для планеты Kepler-38 (две дополнительные линии появились здесь вследствие неопределенности наблюдаемых величин).

453, Kepler-1661, Kepler-1647 и TOI-1338. Для каждой экзосистемы были найдены углы ориентации угловых моментов звездной пары  $L_{12}$  и экзопланеты  $L_p$  относительно плоскости Лапласа, вычис-

лены отношения  $\gamma = L_{12}/L_p$  и зональные гармоники внешних гравитационных потенциалов трех R-тороидов. Затем, используя найденное в [1] выражение взаимной энергии между тороидом и

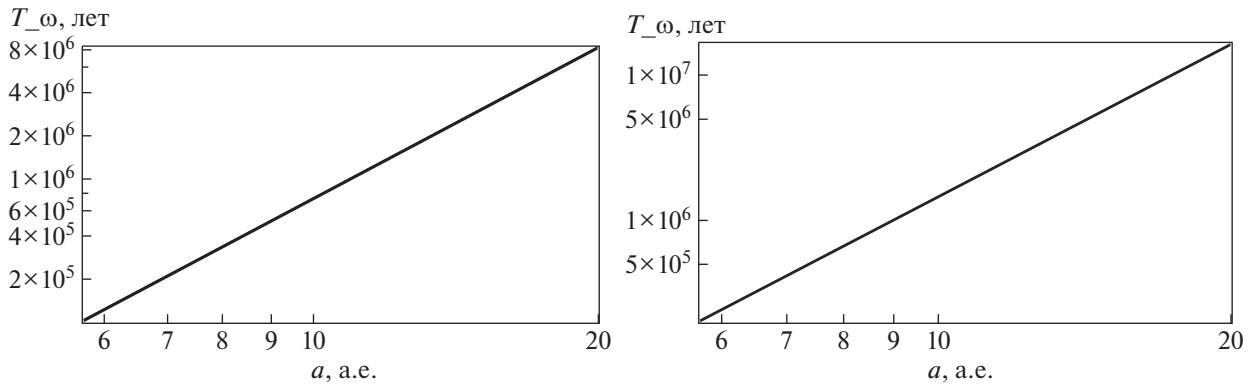


Рис. 6. То же самое, что на рис. 3, но для планеты Kepler-413.

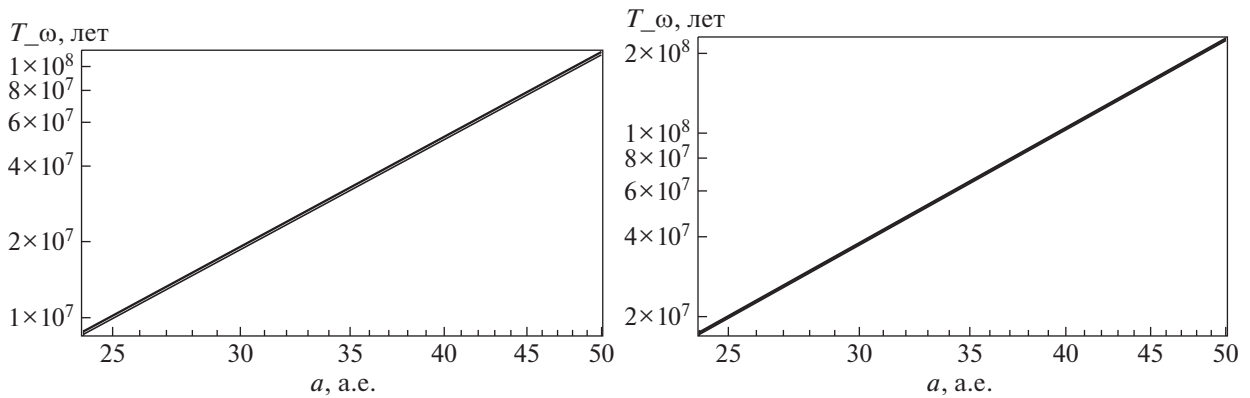


Рис. 7. То же самое, что на рис. 3, но для планеты Kepler-453.

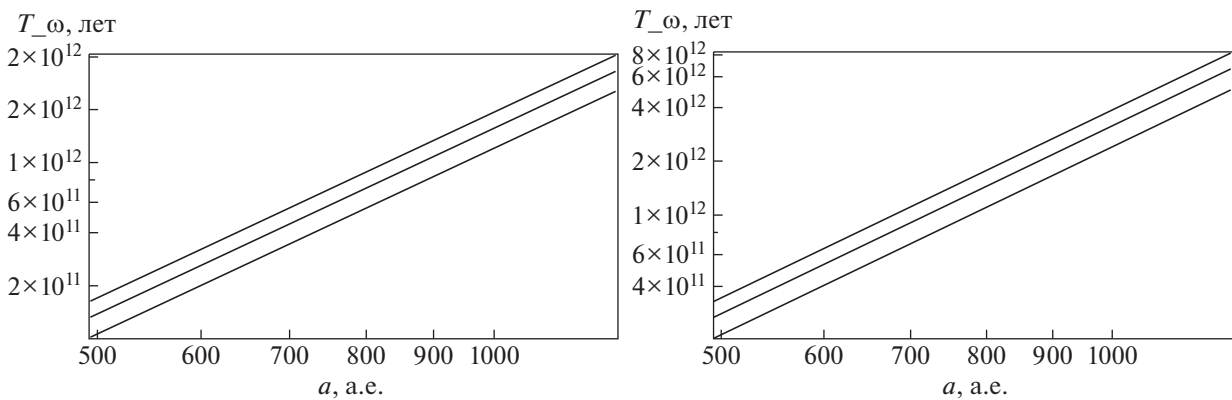


Рис. 8. То же самое, что на рис. 3, но для планеты Kepler-1647 (две дополнительные линии появились здесь вследствие неопределенности наблюдаемых величин).

кольцом Гаусса, были получены уравнения для частот апсидальной и нодальной прецессии *пробных* орбит. Анализ решений этих уравнений показал, что основной вклад в прецессию орбит вносят R-тороиды звездной пары (однако, в случае

Kepler-1647 [19] влияние планеты является заметным и его также необходимо учитывать).

Было установлено, что в гравитационном поле R-тороида отношение периодов апсидальной и нодальной прецессии у кольца Гаусса слабо зави-

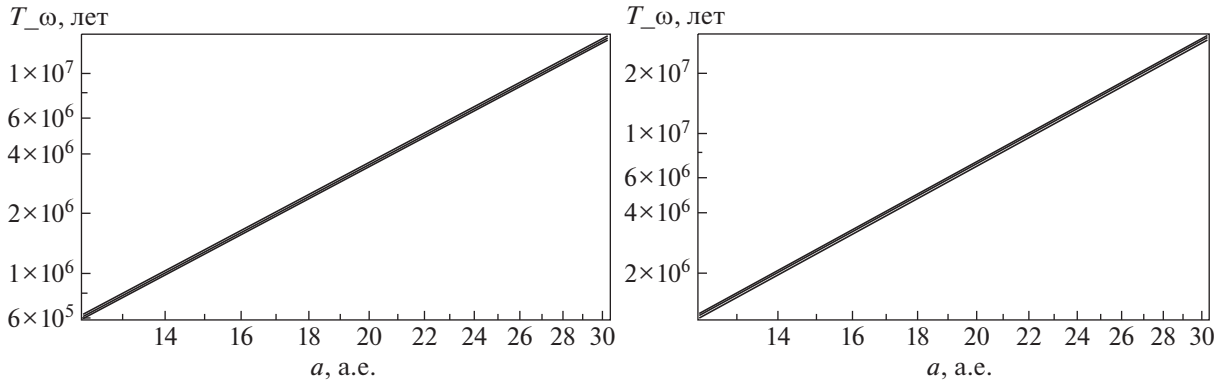


Рис. 9. То же самое, что на рис. 3, но для планеты Kepler-1661.

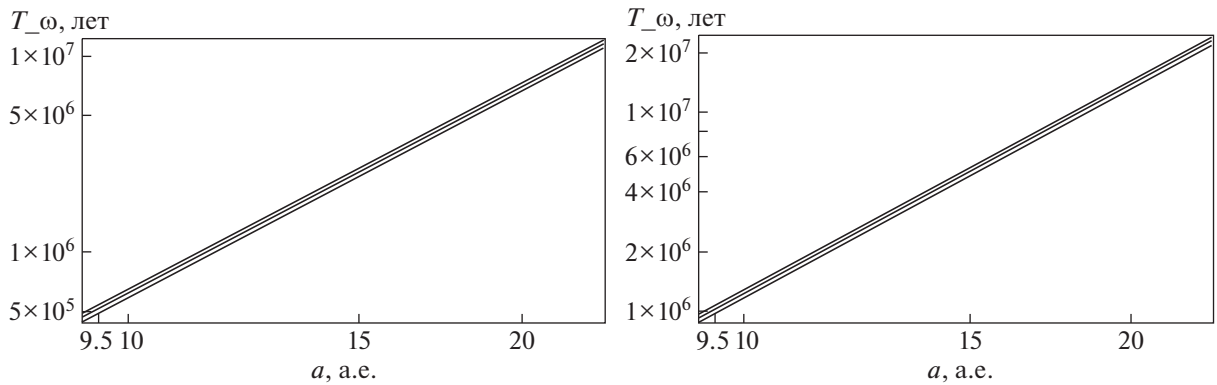


Рис. 10. То же самое, что на рис. 3, но для планеты TOI-1338 (две дополнительные линии появились здесь вследствие неопределенности наблюдаемых величин).

сит от угла наклона и имеет значение чуть больше  $(-2)$ , см. формулу (19). Подчеркнем, что известные из литературы методы изучения циркумбинарных систем (Herpenheimer [6], Moriwaki & Nakagawa [9], Demidova & Shevchenko [7], Shevchenko [8]) являются частными случаями изложенного здесь метода R-тороидов, так как у нас дополнительно учитываются не только эксцентриситеты орбит основных тел, но также наклон этих орбит к плоскости Лапласа и гравитационное возмущение от третьего тела (планеты). Важность более общего подхода очевидна, так как именно при учете наклона орбит и возникает сам процесс их нодальной прецессии.

Заметим также, что отмеченный в работах [6, 7, 9] эффект периодических пульсаций эксцентриситета орбиты планеты в циркумбинарных системах не препятствуют применению указанного метода R-тороидов. Дело в том, что все объекты в нашей выборке имеют малые эксцентриситеты орбит  $(e_{12}, e_p)$ , поэтому влияние колебаний малого эксцентриситета будет также незначительным. В связи с этим напомним, что в отмеченной выше работе [6] одним из основных

выводов как раз и является возможность образования планет из планетезималей на орбитах именно с малыми эксцентриситетами. Но в принципе, даже если у какой-то циркумбинарной системы эксцентриситет орбиты планеты будет заметно отличаться от нуля, формулы нашего метода все равно будут работать, для этого достаточно выполнить лишь одно дополнительное усреднение.

В заключение заметим, что в проблеме циркумбинарных экзосистем кроме изучения пробных орбит, большой интерес представляет и исследование эволюции орбит самих трех тел (двух звезд и экзопланеты), из которых состоит экзосистема. Решение этой задачи мы проведем в следующей работе.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Авторы признательны Междисциплинарной научно-образовательной школе МГУ “Фундаментальные и прикладные космические исследования”.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Б. П. Кондратьев, В. С. Корноухов*, Астрон. журн. **98**, № 5, 434 (2021).
2. *B. P. Kondratyev, N. G. Trubitsyna, and E. Sh. Mukhametshina*, *Order and Chaos in Stellar and Planetary Systems* (San Francisco, p. 326, 2004).
3. *B. P. Kondratyev*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **442**, 1755 (2014).
4. *St. Raetz et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **460**, 2834 (2016).
5. *A. S. Hamers et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **480**, 3, 3800 (2018).
6. *T. A. Heppenheimer*, Astron. and Astrophys. **65**, 421 (1978).
7. *T. V. Demidova and I. I. Shevchenko*, Astrophys. J. **805**, 38 (2015).
8. *I. I. Shevchenko*, *Dynamical Chaos in Planetary Systems* (Springer Nature, 2020).
9. *K. Moriwaki and Y. Nakagawa*, Astrophys. J. **609**, 1065 (2004).
10. *J. W. Barnes et al.*, Astrophys. J. **774**, 53 (2013).
11. *Ch. Chen, A. Franchini, S. H. Lubow, G. Rebecca, and R. G. Martin*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **490**, 5634 (2019).
12. *B. C. Bromley and S. J. Kenyon*, Astron. J. **161**, 1, id. 25, 12 (2021).
13. *Б. П. Кондратьев, В. С. Корноухов*, Астрон. журн. **98**, 571 (2021).
14. *B. P. Kondratyev*, Solar System Research **46**, 352 (2014).
15. *Doyle et al.*, Science **333**, 6049, 1602 (2011). <https://doi.org/10.1126/science.1210923>
16. *W. F. Welsh et al.*, Astrophys. J. **809**, article id. 26, 17 Б (2015).
17. *J. A. Orosz et al.*, Astrophys. J. **758**, 2, article id. 87, 14 (2012).
18. *B. Kostov et al.*, Astrophys. J. **784**, 14, 18 (2014).
19. *V. B. Kostov et al.*, Astrophys. J. **827**, 1, id. 86, 26 (2016).
20. *Q. J. Socia et al.*, Astron. J. **159**, 3, id. 94, 17 (2020).
21. *V. B. Kostov et al.*, Astrophys. J. **160**, 4, id.174, 9 (2020).

## О НЕКОТОРЫХ ВОПРОСАХ КРОСС-ИДЕНТИФИКАЦИИ АСТРОНОМИЧЕСКИХ КАТАЛОГОВ

© 2022 г. Д. А. Ладейщиков<sup>1,\*</sup>, А. М. Соболев<sup>1,\*\*</sup>

<sup>1</sup> Коуровская астрономическая обсерватория, Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

\*E-mail: dmitry.ladeyschikov@urfu.ru

\*\*E-mail: andrej.sobolev@urfu.ru

Поступила в редакцию 12.09.2022 г.

После доработки 30.09.2022 г.

Принята к публикации 30.09.2022 г.

В работе рассматриваются вопросы кросс-идентификации источников из различных астрономических каталогов. Одна из главных рассматриваемых проблем — как кросс-идентифицировать большое количество каталогов в выбранной области на небе, когда нет опорного каталога источников? Для кросс-идентификации больших объемов данных предлагается использовать алгоритм поиска групп DBSCAN. Разработан специальный программный код `cross-match.online`, работающий в режимах онлайн и оффлайн, который позволяет автоматизировать процесс кросс-идентификации источников по множеству каталогов. В работе рассматриваются вопросы сравнения каталогов с различной плотностью источников, разрешения неопределенностей при кросс-идентификации, а также учета неопределенности положений источников. Предложена методика, позволяющая кросс-идентифицировать каталоги с разной плотностью источников и различным значением неопределенности положений. Открытый доступ к системе предоставлен по адресу <https://cross-match.online>.

*Ключевые слова:* кросс-идентификация больших объемов данных, сравнение каталогов с различной плотностью источников, статистика данных

DOI: 10.31857/S0004629922110111

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Кросс-идентификация источников из различных астрономических каталогов является в настоящее время актуальной задачей, так как наиболее полное исследование астрофизических объектов зачастую возможно только при использовании большого количества архивных данных, полученных на разных инструментах. Кросс-идентификация также является важным инструментом для решения задач виртуальной обсерватории [1]. В последнее время в открытом доступе появились результаты крупномасштабных обзоров неба в широком диапазоне длин волн: обзоры Gaia [2], Pan-STARRS [3], UKIRT Hemisphere Survey [4], SDSS [5], LSST [6], TESS [7], Hi-GAL 360 [8] и другие. Объемы данных по этим обзорам превышают сотни терабайт, поэтому хранение локальных копий этих каталогов затруднено. Частично обзоры размещены в едином Страсбургском центре данных (CDS) VizieR [9], но иногда там размещаются не самые последние версии каталогов, а некоторые каталоги и вовсе отсутствуют. Поэтому для получения данных по новейшим обзорам требуется посещать официальные сайты обзоров и скачивать данные через веб-формы. За-

частую это требует усилий и знания технических деталей. К счастью, существует возможность автоматизации данного процесса с помощью протокола TAP (Table Access Protocol) — многие крупные обзоры предоставляют возможность получения данных через данный протокол.

Одним из успешных примеров реализации работы с астрономическими каталогами через протокол TAP является приложение TOPCAT [10], которое является графическим интерфейсом для пакета STIL [11]. Программа обладает широчайшим функционалом для анализа астрономических каталогов. С ее помощью также возможно получение данных из различных источников, в том числе из Страсбургского центра данных. Тем не менее процесс получения данных не автоматизирован и возможны затруднения с пониманием необходимых SQL-запросов. Другой успешный пример программы для работы с протоколом TAP — Aladin [12]. В данной программе реализован удобный способ получения и визуализации данных из множества различных источников, но возможности по анализу астрономических каталогов ограничены по сравнению с TOPCAT. К примеру, в Aladin нет возможности



выполнить кросс-идентификацию более чем двух каталогов.

Одной из целей настоящей работы является создание исходного кода и веб-интерфейса для решения следующей задачи: простое получение и кросс-идентификация наиболее актуальных архивных фотометрических данных об источниках или областях на небе, которые интересны пользователю. Программный код по замыслу автора должен сочетать все лучшие стороны описанных ранее программ для более быстрого решения повседневных задач, связанных с астрономическими каталогами, чем при использовании существующих решений.

Проблема кросс-идентификации каталогов возникает сразу после загрузки данных. Задача кросс-идентификации может быть решена как с помощью локальных пакетов, которые выполняют всю работу на компьютере пользователя, так и с помощью онлайн-приложений, где расчеты производятся удаленно. К локальным решениям относятся TOPCAT/STIL [10, 11], C<sup>3</sup> [13], Xmatch [14], метод Малкова и Карпова [15] и другие. Локальные утилиты нацелены в первую очередь на увеличение скорости кросс-идентификации с помощью применения различных инструментов и технологий. К примеру, в методе Xmatch [14] применяются возможности систем с множеством графических процессоров (GPU), а в работе [16] разработан эффективный алгоритм распараллеливания кросс-идентификации для работы в кластере. Но все-таки эффективное использование алгоритмов с применением параллельных вычислений или GPU нельзя назвать доступным для каждого.

Применяются также технологии по сокращению вычислений с помощью разбиения всего неба на отдельные элементы и последующего выполнения кросс-идентификации только для отдельных элементов. В качестве схем разбиения зачастую используются HEALPix [17] и HTM (Hierarchical Triangular Mesh [18]). Такие технологии использованы в TOPCAT [10], CDS Xmatch [19], методе Малкова и Карпова [15] и других.

К решениям в виде веб-приложений в первую очередь относится сервис CDS Xmatch [19], позволяющий эффективно кросс-идентифицировать два каталога из Страсбургского центра данных или от пользователя. Недостатком сервиса является отсутствие возможности кросс-идентификации большого количества каталогов. Другой менее известный сервис ARCHES [20] позволяет кросс-идентифицировать несколько каталогов, но работа с ним доступна не каждому из-за необходимости писать достаточно сложные скрипты.

Таким образом, в настоящее время существует достаточное количество программ и сервисов для получения данных и их кросс-идентификации,

но сложно найти единый интерфейс, который бы объединял удобство получения данных по множеству различных каталогов и их эффективную кросс-идентификацию. Целью настоящей работы является создание такого инструмента, который позволяет без необходимости написания скриптов и SQL-запросов быстро получить и кросс-идентифицировать данные по определенной области неба или по списку источников для множества астрономических каталогов. Для кросс-идентификации источников предлагается использовать алгоритм поиска групп DBSCAN [21]. Преимуществом этого алгоритма кросс-идентификации является работа сразу по нескольким каталогам, симметричность результата при любом количестве каталогов, а также скорость работы, что немаловажно при обработке больших объемов данных.

Результаты кросс-идентификации источников зачастую используются для построения спектрального распределения энергии и его моделирования. В настоящее время наиболее полным и развитым инструментом для данной цели является сервис VOSA [22]. Он содержит богатую коллекцию спектральных фильтров и моделей для различных типов объектов. Тем не менее процесс создания каталога измерений для множества объектов в полной мере не автоматизирован, а система получения фотометрических данных из виртуальной обсерватории, встроенная в VOSA, имеет ограничения — составление списка источников является нетривиальной задачей. Зачастую при планировании наблюдений необходимо знать наблюдательные характеристики целого ряда объектов в различных спектральных диапазонах. Поэтому возникает задача автоматизации создания каталога измерений при максимальном охвате объектов по различным фотометрическим данным. Спектральное распределение энергии позволяет построить модель излучения источника, что в свою очередь позволяет оценивать фотометрические характеристики источников для будущих наблюдений.

В настоящее время существует большое количество астрономических каталогов в различных спектральных диапазонах. С большой долей вероятности источники, которые планируется наблюдать в будущем, уже наблюдались ранее в этих каталогах. Информация из архивных наблюдений может быть очень полезна для построения модели спектрального распределения энергии. Модель позволяет оценить потоки в определенных фильтрах для будущих наблюдений. Построение модели спектрального распределения энергии для множества источников может быть полезно в том числе для планирования будущих наблюдений. Данная задача может быть решена с помощью описанной в работе системы совместно с сервисом VOSA.

## 2. МЕТОДИКИ КРОСС-ИДЕНТИФИКАЦИИ

На практике существуют две основные задачи кросс-идентификации. Первая – кросс-идентификация источников из списка пользователя ( $U$ ) с некоторыми астрономическими каталогами ( $A_i$ ). Вторая – кросс-идентификация астрономических каталогов  $A_i$  для определенной области  $R$  на небе (обычно окружность, прямоугольник или диапазон координат). В последующих разделах две эти задачи будут рассмотрены более подробно.

### 2.1. Кросс-идентификация списка источников пользователя с различными каталогами

В данном случае применение классического метода кросс-идентификации с заданным радиусом  $r$  оправдано, так источники  $U$  из списка пользователя могут считаться опорным каталогом. В том случае, когда пространственная плотность источников в опорном каталоге выше, чем в каталоге сравнения, имеет смысл поменять направление кросс-идентификации и сделать опорным каталогом не каталог пользователя, а каталог сравнения. Именно так было сделано при кросс-идентификации каталога Gaia с астрономическими каталогами, имеющими низкую пространственную плотность источников [23].

Классическая методика кросс-идентификации такова. Для каждого источника из опорного каталога  $U$  ищутся все источники-соседи из каталога сравнения  $A$ . В том случае, когда угловое расстояние между источниками  $U$  и  $A$  будет меньше радиуса кросс-идентификации  $r$ , то такие источники считаются кросс-идентифицированными. В более сложном случае вместо окружности может выступать эллипс, параметры которого соответствуют неопределенности положения источника, что, к примеру, реализовано в коде  $C^3$  [13].

Проблема неоднозначной кросс-идентификации возникает, когда с источником из каталога пользователя ( $U$ ) ассоциируются несколько источников из каталога  $A$ . Обычно применяется два стандартных решения: *match all* и *match best*. Вывод всех связанных источников – *match all*. Но зачастую необходимо вывести единственный связанный источник. Обычно выводится тот источник, который имеет наименьшее угловое расстояние до источника пользователя. Такое решение называется *match best*. Но, если источники в каталоге  $U$  имеют неопределенность положения более, чем неопределенность положения источников из каталога  $A$ , при использовании метода *match best* возможны ложные кросс-идентификации. Для уменьшения их количества нужна априорная информация о природе источников в списке  $U$ , чтобы иметь возможность наложить дополнительные критерии.

Пусть источники из списка пользователя  $U$  имеют неопределенность положения со среднеквадратичным отклонением  $\sigma$ . В таком случае радиус для кросс-идентификации может быть задан как  $r = 3\sigma$ . В таком случае с вероятностью 99.72% мы можем утверждать, что необходимый источник находится в данном радиусе. Если каталоги сравнения имеют высокую плотность источников (к примеру, UKIDSS, Gaia или Pan-STARRS), то в окружность с радиусом  $r = 3\sigma$  может попасть множество источников из  $A$ .

Для получения правильной и однозначной кросс-идентификации в первую очередь стоит уточнить положения источников из каталога пользователя  $U$ , а затем уже выполнять кросс-идентификацию по уточненным положениям. В зависимости от природы источников в списке пользователя, следует выбрать каталог, который лучше всего отражает данный тип источников с достаточной точностью по положению. Если, к примеру, источники  $U$  являются яркими звездами в ближнем инфракрасном (ИК) диапазоне, следует кросс-идентифицировать список  $U$  с каталогом 2MASS и выбрать самые яркие из них. Если список источников содержит список молодых звездных объектов, то его можно кросс-идентифицировать с каталогом ATLASGAL или HiGAL для уточнения их положений. Далее для уточненных положений возможна кросс-идентификация источников с другими каталогами с уменьшенным значением радиуса кросс-идентификации  $r$ , что дает меньше ошибок при кросс-идентификации.

### 2.2. Кросс-идентификация нескольких каталогов по выбранной области на небе

Задача кросс-идентификации нескольких каталогов по областям может возникать, к примеру, при построении карт поглощения или при анализе звездных скоплений. Входными параметрами являются только параметры области на небе, по которой необходимо кросс-идентифицировать несколько каталогов. В таком случае неясно, какой каталог необходимо считать опорным, так как не один из каталогов не является исчерпывающим по полноте источников во всех диапазонах длин волн, а выбор только одного из этих каталогов может привести к потере источников, которые видны в других каталогах.

Для кросс-идентификации источников в этом случае предлагается использовать метод DBSCAN [21]. Данный алгоритм позволяет искать группы источников в однородном наборе пространственных координат. Наиболее важным параметром для формирования групп является порог  $\epsilon$  – минимальное угловое расстояние меж-

ду двумя источниками для того, чтобы они были отнесены к одной группе.

Преимуществом метода является возможность группировки сразу всех источников из различных каталогов, которые находятся в непосредственной пространственной близости друг к другу (расстояние не более  $\epsilon$ ). Таким образом, алгоритм является асимметричным — нет необходимости выбирать опорный каталог. В том случае, когда для некоторого источника не найдено других связанных источников на расстоянии  $\epsilon$ , он считается изолированным. Если в некоторой группе содержится несколько источников, то все источники получают одинаковый идентификатор группы.

Скорость работы алгоритма не зависит от количества каталогов, а зависит только от суммы источников из всех каталогов, что является важным преимуществом по сравнению с другими алгоритмами. Для алгоритма DBSCAN неважно, будут ли проанализированы 2 каталога по 500 тыс. источников или 10 каталогов по 100 тыс. источников. Еще одной особенностью метода DBSCAN является отсутствие необходимости ввода априорной информации о количестве групп источников — оно является выходным параметром. С другой стороны, в одну группу могут попасть несколько источников даже из одного каталога в том случае, если источники расположены на близких угловых расстояниях (менее  $\epsilon$ ). В этом случае важен правильный выбор параметра  $\epsilon$ , о чем подробнее написано в разделе 2.3.1.

В качестве входных данных для DBSCAN вводятся координаты всех источников из различных каталогов для выбранной области на небе. Параметр  $\epsilon$  обычно выбирается в соответствии с минимальным расстоянием между ближайшими источниками в исследуемых каталогах. Далее выполняется поиск пространственных групп. Каждый источник получает идентификатор группы. Он равен нулю для тех источников, которые не имеют пространственных ассоциаций с другими каталогами. Напротив, для источников из одной группы идентификатор больше нуля и является общим для всей группы.

### 2.3. *Случай неоднозначной кросс-идентификации*

После объединения источников в группы с помощью DBSCAN каждому источнику присваивается идентификатор, уникальный для каждой группы. По данному идентификатору возможен вывод данных из различных каталогов. Случай, когда в каждую группу попадает по одному источнику из каждого каталога, является наиболее простым для анализа. Вывод параметров по этой группе является вполне однозначным. Но в том случае, когда несколько источников из одного ка-

талога являются частью одной группы, вывод параметров группы неоднозначен. Данная проблема является общей для всех методов кросс-идентификации, и в классическом случае она решается с помощью выбора всех источников (match all) или самого близкого источника (match best) по отношению к источнику из опорного каталога. В случае кросс-идентификации с помощью DBSCAN есть свои особенности: в данном алгоритме априори нет опорного каталога. Тем не менее можно выстроить каталоги в порядке увеличения минимального расстояния между источниками в каталоге.

Рассмотрим конкретный пример. Пусть в некоторую группу, найденную с помощью DBSCAN, попало 3 источника Pan-STARRS, 2 источника Gaia и 1 источник WISE. Учитывая, что источники WISE часто являются неразрешенными, использовать их в качестве опорных в данном случае затруднительно. Напротив, каталог с минимальным расстоянием между источниками (в данном случае Pan-STARRS) можно считать опорным, так как более высокая плотность источников может быть достигнута максимальной разрешающей способностью. Наиболее яркий источник из такого каталога можно считать основным для данной группы. Далее для данной группы выводятся параметры таких источников, которые расположены наиболее близко к опорному источнику.

Описанный подход работает наиболее эффективно при сравнении каталогов на близких диапазонах длин волн. Но он не учитывает физические особенности излучения источников в различных диапазонах длин волн. К примеру, молодые звездные объекты зачастую не видны в оптическом диапазоне, но могут быть яркими в инфракрасном диапазоне. Более того, количество точечных источников в дальнем ИК диапазоне значительно меньше, чем в ближнем ИК и оптическом диапазоне, поэтому для отождествления молодых звездных объектов не всегда следует использовать каталог с максимальной плотностью источников. Другой пример — проэволюционировавшие звезды. Они имеют инфракрасный избыток света и хорошо видны в инфракрасном диапазоне длин волн, но отождествить их в оптическом диапазоне бывает трудно. В этих и подобных случаях не имеет смысла использовать каталог с максимальной разрешающей способностью в качестве опорного. Необходимо вручную задать опорный каталог в зависимости от решаемой задачи. Эта априорная информация поможет частично разрешить неоднозначность в выборе опорного источника в каждой группе. При этом не в каждую группу может попасть источник из опорного каталога. В зависимости от решаемой задачи такие группы можно либо отбросить, либо записать параметры источников в таких группах в

отдельный список источников. Может случиться другая ситуация, когда в группу попадает сразу несколько источников из опорного каталога. В таком случае необходимо выбрать наиболее яркий из них по определенному пользователем параметру.

Таким образом, используя каталог с максимальной разрешающей способностью, или каталог, выбранный пользователем для решения конкретной задачи, можно решить вопрос о неоднозначности кросс-идентификации при группировке источников с помощью DBSCAN.

**2.3.1. Выбор размера порога для кросс-идентификации многих каталогов.** Параметр  $\epsilon$  соответствует минимальному угловому расстоянию между двумя ближайшими источниками для того, чтобы они считались связанными в единую группу. Если в ближайшей окрестности находится больше двух источников, то для каждого последующего источника  $N + 1$  вхождение в группу  $G$  происходит в том случае, если источник  $N + 1$  находится на угловом расстоянии менее  $\epsilon$  к любому источнику из группы  $G$ .

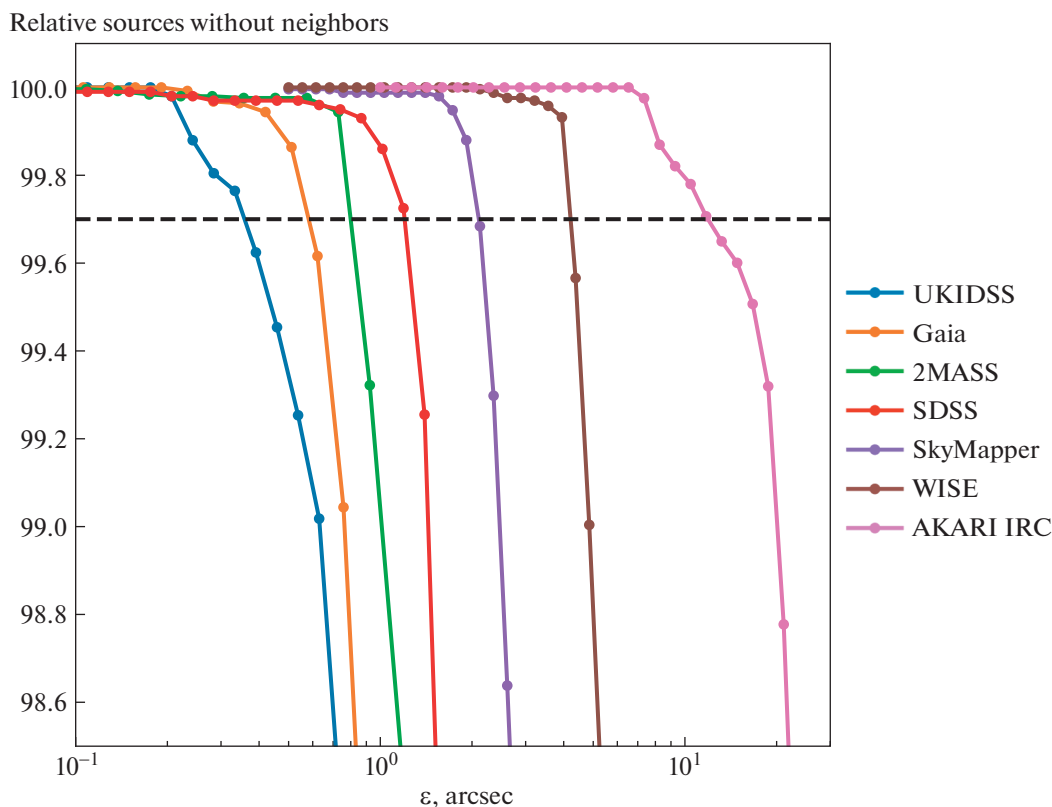
Выбор оптимального значения  $\epsilon$  является решающим для корректного отождествления источников из различных каталогов. При выборе избыточных значений  $\epsilon$  могут быть сгруппированы слишком большое количество источников, а при недостаточных значениях  $\epsilon$  каждый источник будет изолированным от других источников, и кросс-идентификация фактически выполнена не будет.

Для проверки корректности выбора значения  $\epsilon$  можно выполнить внутреннюю проверку каждого исследуемого каталога. Для этого метод DBSCAN запускается независимо для каждого каталога при некотором значении  $\epsilon$ . Если в каталоге нет множественных измерений одного источника, то количество источников, которые будут объединены в группы при данном значении  $\epsilon$ , могут служить мерой ошибки выбранного порога при кросс-идентификации. Решающим значением является характерное расстояние между ближайшими источниками в данном каталоге, которое в свою очередь зависит от плотности источников в каталоге. Если при некотором значении  $\epsilon$  значительная часть источников в каталоге будет объединяться в группы со своими ближайшими соседями, то такая группировка будет бесполезна при кросс-идентификации с другими каталогами, т.к. вместо объединения с источниками из других каталогов будут созданы группы из соседних источников по одному каталогу, поэтому возникнет много случаев неоднозначной кросс-идентификации. Таким образом, верхняя граница значения  $\epsilon$  ограничена необходимостью уменьшения числа бесполезных групп, образованных из-за близости источников в каталоге с

наибольшей плотностью источников. С другой стороны, необходимо выбрать максимально большое значение  $\epsilon$ , чтобы не исключить создание полезных групп, когда источники из различных каталогов являются одним объектом, но имеют небольшие сдвиги по положению в пределах эллипса неопределенности. Проблема заключается в том, что для различных каталогов имеет место различное минимальное расстояние между соседними источниками. Поэтому выбор фиксированного значения  $\epsilon$  может привести к тому, что для источников с большой неопределенностью положения (более  $\epsilon$ ) кросс-идентификация выполнена не будет и источники с большой неопределенностью положения останутся “изолированными”, или могут быть кросс-идентифицированы ложно. Решение этой проблемы заключается в дополнительной проверке источников с большой неопределенностью положения. Необходимо для каждого такого источника проверить его ближайших соседей с увеличенным радиусом поиска и отметить все найденные таким образом кросс-идентификации. Подробнее данная проблема рассматривается в разделе 2.3.2.

Пусть метод DBSCAN запускается независимо для каждого из рассматриваемых каталогов. Отношение числа изолированных источников, которые не имеют соседей при данном значении  $\epsilon$ , к общему числу источников дает представление о количестве “бесполезных” групп, при условии, что на каждый источник приходится только одно измерение. Мы будем считать данное отношение точностью работы алгоритма DBSCAN для данного каталога при данном значении  $\epsilon$ . Для получения оптимальных результатов кросс-идентификации значение  $\epsilon$  должно быть выбрано таким образом, что количество изолированных источников в рамках одного каталога должно быть не менее 99.72% (по аналогии с правилом трех сигм). В табл. 1 представлен пример верхних порогов  $\epsilon$  для различных астрономических каталогов, которые обеспечивают точность кросс-идентификации не хуже 99.72%. Выбрано направление  $(l, b) = (31.5^\circ, 0.0^\circ)$ , для которого доступны данные в рассматриваемых каталогах. Величины порогов могут варьироваться для различных направлений, так как плотность источников в каталоге является функцией их положения, т.к. значения в таблице не являются абсолютными и показаны только для ознакомления. В веб-приложении [cross-match.online](http://cross-match.online) доступна возможность оценки минимального порога для кросс-идентификации в режиме онлайн для любых наборов данных.

Следует отметить, что для многих каталогов не выполняется условие, при котором на один источник приходится только одно измерение. Зачастую множественные измерения возникают из-за повторения наблюдений источников в некоторых областях. Для таких каталогов для оценки верхне-



**Рис. 1.** Зависимость относительного числа изолированных источников после группировки DBSCAN для серии каталогов при различных значениях порога  $\epsilon$ . Горизонтальной линией обозначен уровень изолированности источников 99.72%.

го порога  $\epsilon$  необходимо сперва выполнить внутреннюю группировку с порогом, соответствующим неопределенности положения источников. Подробнее об этом — в разделе 3.3.1. Другой выход — наложить фильтр на исходный каталог таким образом, чтобы выводить данные только за одну эпоху наблюдений.

На рис. 1 представлен пример зависимости относительного числа изолированных источников при разных значениях порога  $\epsilon$  для различных астрономических каталогов. Из рис. 1 следует, что для большинства каталогов относительное число изолированных источников падает медленно до некоторого порога, а после него идет быстрое падение, связанное с достижением характерного расстояния между источниками в каталоге. Значение  $\epsilon$ , при котором количество изолированных источников для данного каталога составляет 99.72%, будем в дальнейшем называть верхним пределом ( $\epsilon_{\max}$ ). Для практического получения значения  $\epsilon_{\max}$  достаточно рассчитать несколько опорных точек, а более точное значение  $\epsilon$  определяется с помощью интерполяции между двумя расчетными значениями.

Так как в методе DBSCAN все каталоги оцениваются единым значением порога  $\epsilon$ , то результат с наименьшими неоднозначностями получится в случае выбора порога, который не превышает значения  $\epsilon_{\max}$  для всех рассматриваемых каталогов. При выборе больших значений порога может возникнуть ситуация, когда отдельные источники из каталога с наибольшей плотностью источников будут объединены в крупные группы и возникнет проблема неоднозначности параметров групп. К примеру, при сравнении каталогов Gaia и WISE выбор порога сводится к поиску такого значения  $\epsilon$ , при котором источники Gaia не будут объединяться в группы сами с собой. При этом источники WISE будут кросс-идентифицированы с источниками Gaia только в том случае, если они будут к ним на достаточно близком расстоянии, соответствующему параметру  $\epsilon$ . В случае, если источник WISE будет на значительном удалении от источника Gaia, необходимо учитывать неопределенность положения для решения вопроса о том, являются ли данные источники кросс-идентифицированными (вопрос об этом будет рассмотрен в разделе 2.3.2).

Таким образом, если требуется минимизация неоднозначности при кросс-идентификации, выбор значения  $\epsilon$  может быть выполнен в следующей последовательности: (1) для каждого каталога рассчитываем верхний предел  $\epsilon_{\max}$ , при котором реализуется количество изолированных источников не менее 99.72%; в случае множественных измерений надо предварительно заполнить внутреннюю группировку источников; (2) порог для кросс-идентификации  $\epsilon$  надо выбрать таким образом, чтобы он не превышал значение  $\epsilon_{\max}$  для любого из каталогов.

Если для исследования наличие ложных групп не является критичным, а более важным является поиск всех возможных корреляций источников в различных каталогах, то в таком случае можно выбрать уровень  $\epsilon_{\max}$ , при котором реализуется изоляция источников на 95% ( $2\sigma$ ). Тогда значение  $\epsilon$ , соответственно, может быть увеличено.

**2.3.2. Учет неопределенности положения источников.** Пусть значение  $\epsilon$  для DBSCAN было выбрано таким образом, что оно не превышает значения  $\epsilon_{\max}$  для любого из рассматриваемых каталогов. Пример значений  $\epsilon_{\max}$  для некоторых оптических и инфракрасных каталогов представлен в табл. 1.

В результате выполнения алгоритма DBSCAN для всех исследуемых каталогов при некотором выбранном значении  $\epsilon$  все наблюдения будут поделены на два типа: источники, которые получили идентификатор группы, и источники, которые его не получили (“изолированные”). Первый тип источников представляет собой найденные с помощью DBSCAN кросс-идентификации источ-

ников из различных каталогов. Второй тип источников соответствует “изолированным” источникам, которые при данном значении  $\epsilon$  не имеют ближайших соседей. Но так как неопределенность положения источника может быть больше, чем значение  $\epsilon$ , то его “изолированность” может быть связана со смещением из-за неопределенности положения. При сравнении каталогов с существенно разной неопределенностью положения источников (к примеру Gaia и WISE), количество “изолированных” источников вследствие неопределенности положения может быть достаточно велико.

Для учета неопределенности положения источников необходимо выполнить дополнительные шаги после кросс-идентификации методом DBSCAN. Для каждого изолированного источника (который не был отнесен ни к какой группе по результатам DBSCAN) необходимо найти  $N$  ближайших соседей. В наиболее простом случае для каждого каталога задается фиксированная величина (радиус) неопределенности положения. Пусть для изолированного источника  $A$  имеется некоторый сосед  $B$ . Источники  $A$  и  $B$  считаются кросс-идентифицированными в том случае, если  $r_A + r_B < d$ , где  $r_A$  и  $r_B$  – радиус неопределенности ( $r = 3\sigma$ ) положения источников  $A$  и  $B$ ,  $d$  – угловое расстояние между источниками  $A$  и  $B$ . Таким образом, если “изолированный” источник ассоциируется с одним или несколькими другими источниками, тогда его можно считать уже не “изолированным”, а кросс-идентифицированным с этими источниками (см. левую часть рис. 2). Данную процедуру необходимо провести для всех источников, которые были помечены как “изолированные” в методе DBSCAN при использовании порога  $\epsilon$ . Процедура также может быть проведена для проверки кросс-идентификации источников в группах, но в таком случае один источник с большой неопределенностью положения может быть кросс-идентифицирован сразу с несколькими ранее найденными группами.

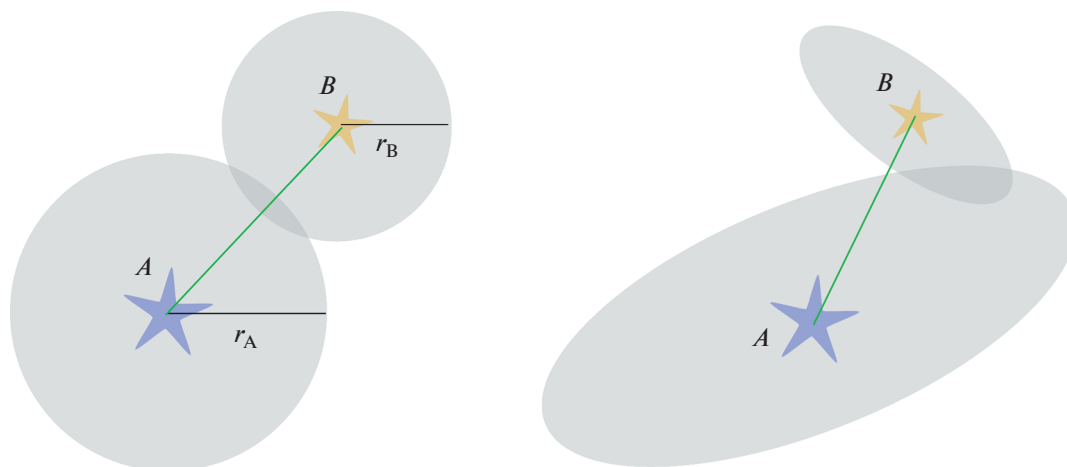
В более сложном случае нужно учитывать неопределенность положения каждого источника в отдельности. Для этого необходимо знать три величины для каждого источника:  $\theta_{\text{maj}}$ ,  $\theta_{\text{min}}$  – размер большой и малой оси эллипса ошибки,  $\theta_{\text{PA}}$  – позиционный угол эллипса ошибки. Источники являются кросс-идентифицированными в том случае, если их эллипсы неопределенности имеют пересечение (см. правую часть рис. 2).

Указанная процедура позволяет исправить главный недостаток метода DBSCAN, который заключается в фиксированном значении  $\epsilon$  для всех каталогов. Сначала выбирается значение  $\epsilon$ , которое обеспечивает минимальный уровень ошибок при группировке источников:  $\epsilon < \epsilon_{\max}$ ;

**Таблица 1.** Верхние границы порога DBSCAN  $\epsilon_{\max}$  для некоторых оптических и инфракрасных каталогов, которые обеспечивают изоляцию источников как минимум на 99.72%

Каталог	Радиус, °	Источники, тыс.	$\epsilon_{\max}$ , "
Оптические каталоги			
Gaia [2]	1	625.5	0.58
SDSS [5]	1	384.7	1.2
SkyMapper [24]	1	94.5	2.1
Инфракрасные каталоги			
UKIDSS [25]	0.3	470.9	0.35
MASS [26]	1	370.3	0.80
WISE [27]	1	72.2	4.1
Akari IRC [28]	5	24.5	11

**Примечание.** Представлены оценки для направления  $(l, b) = (31.5^\circ, 0^\circ)$ . Радиус показывает размер области, которая выбрана для анализа. Столбец “Источники” показывает количество источников в выбранной области.



**Рис. 2.** Схематичное изображение источника А и его соседа В в двух случаях учета неопределенности положения источников. Слева – случай фиксированного размера неопределенности для каталогов, к которым относятся источники А и В. Справа – случай учета эллипса ошибки для каждого источника.

затем производится дополнительная проверка кросс-идентификаций с учетом радиуса или эллипса неопределенности. Таким образом, можно достичь лучших результатов кросс-идентификации, чем просто с помощью группировки всех источников с фиксированным значением  $\epsilon$ . Практическая проверка корректности кросс-идентификаций при данном способе поиска будет представлена в разделе 4.1.

### 3. ПРАКТИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ МЕТОДИКИ

Методика кросс-идентификации источников из различных каталогов, которая описана в настоящей работе, реализована в графическом веб-интерфейсе<sup>1</sup>, а также с помощью скрипта для языка Python<sup>2</sup>, который может быть запущен на локальном компьютере. Скрипт предназначен только для выполнения процедуры кросс-идентификации, а веб-интерфейс включает в себя полный цикл необходимых утилит для выбора, загрузки и кросс-идентификации различных астрономических каталогов. Веб-интерфейс включает в себя несколько этапов работы, которые будут рассмотрены в последующих разделах.

#### 3.1. Выбор каталогов и режима работы

Общий вид главной страницы сервиса `cross-match.online` представлен на рис. 3. Реализовано два режима работы сервиса: (1) кросс-идентификация списка источников пользователя с астрономическими каталогами и (2) кросс-идентифи-

кация области исследования. Режим (1) описан подробно в разделе 2.1, а режиму (2) посвящена основная часть работы и описана в разделе 2.2 и других разделах.

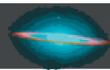
В самую первую очередь необходимо выбрать каталоги, которые необходимо кросс-идентифицировать. В систему `cross-match.online` уже встроены следующие астрономические каталоги (в будущем этот список может быть расширен).

1. Ультрафиолетовые: GALEX GUVcat\_AIS [29], каталог 10 лет работы XMM и SWIFT [30], MSX UV [31];
2. Оптические: APASS DR9 [32], Gaia DR3 [2], SDSS DR16 [5], SkyMapper DR1.1 [24], Pan-STARRS DR1 [3], IPHAS DR2 [33];
3. Инфракрасные: 2MASS и 2MASX [26], UKIDSS [25], WISE AllSky [27], DENIS DR3 [34], IRAS v2.0 [35], AKARI IRC [28], AKARI FIS [36], GLIMPSE I+II+3D [37], ATLASGAL [38], Hi-GAL 360 [8].

Кроме перечисленных выше, есть возможность включить в работу любое количество произвольных каталогов, включенных в Страсбургский центр данных. Для этого необходимо указать внутренний идентификатор таблицы (к примеру II/321/iphas2) в системе CDS VizieR [9]. Есть также возможность присвоить каталогу произвольное название через символ @ после идентификатора таблицы (к примеру, II/363/unwise@unWISE). В таком случае упрощается идентификация каталога. Для встроенных каталогов возможен автоматизированный вывод фотометрических данных для сервиса VOSA, что необходимо для построения и моделирования спектрального распределения энергии. В настоящей работе данная функция подробно не рассматривается, и она будет рассмотрена подробнее в будущих работах.

<sup>1</sup> <https://cross-match.online>

<sup>2</sup> [https://cross-match.online/source\\_code.zip](https://cross-match.online/source_code.zip)



## Download and cross-match data

Use this form to download/cross-match the data



### Enter any catalog(s) from **Ultraviolet**

#### VizieR:


[GALEX](#) [Bianchi et al. 2017](#) II/335/galex\_ais  
Revised catalog of GALEX UV sources (GUVcat\_AIS GR6+7, 82 992 086 sources)

[SWIFT/XMM](#) [Yershov 2015](#) II/339/uvotssc1  
Serendipitous UV source catalogues for 10 years of XMM and 5 years of Swift  
(6 200 016 sources)

[MSX UV](#) II/269/catal  
MSX Ultraviolet Point Source Catalog (47 318 sources)

#### Optical

[APASS DR9](#) II/336  
AAVSO Photometric All Sky Survey (APASS) DR9 (61 176 401 sources)

[GAIA DR3](#) I/350/gaiaedr3  
Gaia Early Data Release 3 (1 811 709 771 sources)

[SDSS DR12](#) V/147/sdss12  
The SDSS Photometric Catalogue, Release 12 (469 053 874 primary sources)

[SDSS DR16](#) V/154/sdss16  
The SDSS Photometric Catalogue, Release 16 (469 050 976 primary sources )

[SkyMapper DR1.1](#) II/358  
SkyMapper Southern Sky Survey. DR1.1 (285 159 194 sources)

[Pan-STARRS DR1](#) II/349  
Pan-STARRS DR1 catalogue (1 919 106 885 sources)

[IPHAS DR2](#) II/321  
INT Photometric H-Alpha Survey of the Northern Galactic Plane (218 991 524 sources)

### Select built-in catalogs:

#### UV

GALEX  
SWIFT/XMM  
MSX UV

#### Optical

APASS DR9  
GAIA DR3  
SDSS DR12  
SDSS DR16  
SkyMapper DR1.1  
Pan-STARRS DR1  
IPHAS DR2

#### Infrared

2MASS  
2MASX  
UKIDSS DR6  
WISE  
DENIS DR3  
IRAS v2.0  
AKARI IRC  
AKARI FIS  
GLIMPSE

#### Combination

TESS  
Gaia DR2-WISE

#### Infrared

[2MASS](#) II/246/out  
2MASS All-Sky Catalog of Point Sources (470 992 970 sources)

[2MASX](#) VII/233/xsc  
The 2MASX Extended Catalog (1 647 599 sources)

[UKIDSS DR6](#) II/316/gps6  
the UKIDSS-DR6 Galactic Plane Survey (604 327 143 sources)

[WISE](#) II/328/allwise  
The AllWISE data Release (updated version, 16-Feb-2021, (747 634 026 sources)

[DENIS DR3](#) B/denis  
Third release of DENIS data (20 September 2005, 355 220 325 sources)

[IRAS v2.0](#) II/125  
IRAS Catalog of Point Sources, Version 2.0 (1986, 245 889 sources)

[AKARI IRC](#) II/297  
The AKARI/IRC Mid-Infrared All-Sky Survey (Version 1, 2010, 427 071 sources)

[AKARI FIS](#) II/298  
AKARI/FIS All-Sky Survey Bright Source Catalogue (Version 1.0, 2010, 427 071 sources)

[GLIMPSE](#) II/293  
Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire (104 240 613 sources)

#### Combined catalogs

[TESS](#) II/246/out  
Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS) Input Catalog - v8.2 (1 727 987 580 sources)

[Gaia DR2-WISE](#) [Wilson et al. 2018](#)  
Gaia DR2-WISE Galactic Plane Matches (Wilson+, 2018) (118 964 029 sources)

Рис. 3. Первый шаг: выбор каталогов и режима работы.



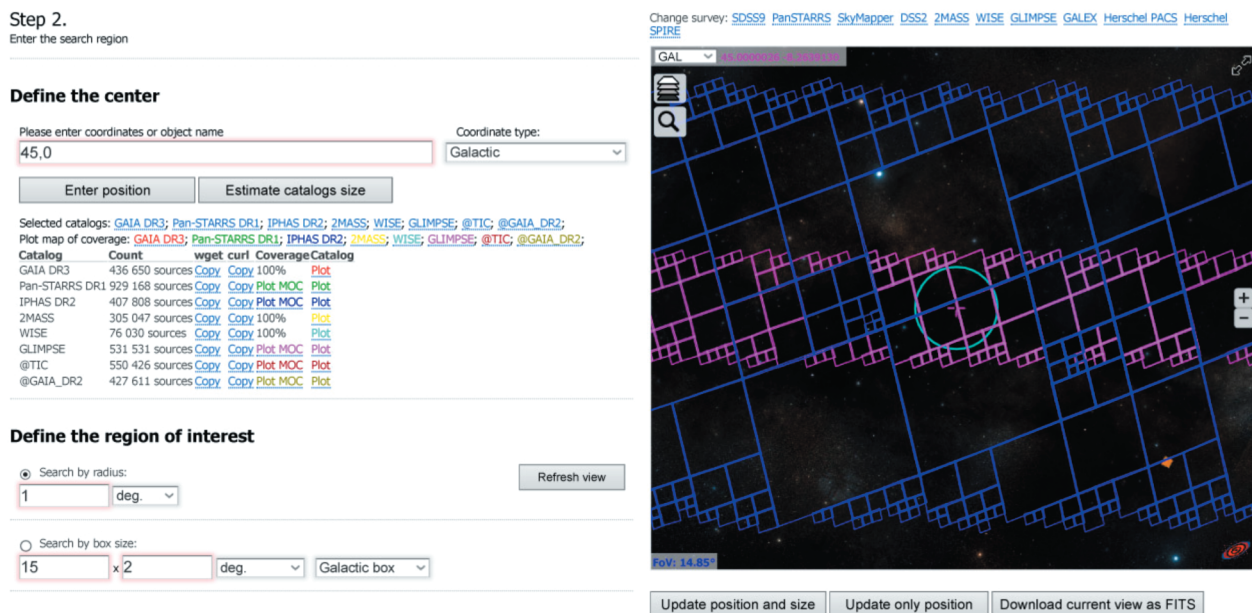


Рис. 4. Второй шаг: выбор области для исследования.

Выбор каталогов ничем не ограничен, но следует учесть, что не все каталоги имеют полное покрытие неба. В системе предусмотрена специальная функция, которая загружает карту покрытия любого каталога с помощью сервиса MOCServer [39], которой можно воспользоваться на следующем этапе.

### 3.2. Выбор области для исследования

На данном этапе появляется возможность выбрать параметры исследования.

В режиме 1 (область) задается центр области с помощью астрономических координат, либо названия источника (с помощью сервиса Simbad [40]). Дополнительно задаются размеры области — радиус окружности или размер прямоугольника. Выбранная область отображается визуально с помощью программы Aladin Lite API [42]. Реализована возможность визуального выбора области для исследования: при перемещении положения центра и масштаба окна Aladin Lite, положение или размер области можно обновить в соответствии с текущим положением на небе и выбранным масштабом. Общий вид формы в данном режиме показан на рис. 4.

В режиме 2 (список источников) пользователь задает список источников с помощью астрономических координат. Для этого необходимо загрузить файл в текстовом формате (с указанием разделителя) и выбрать, какие именно столбцы нужно использовать для названий источников и их координат. Возможны следующие системы координат: FK4 V1950, FK5 J2000, Галактическая.

Ввод данных возможен как в градусах, так и в формате (часы, минуты, секунды).

На этом же шаге появляется возможность оперативно оценить параметры каталогов для выбранной области или списка объектов. Для проверки есть возможность построить в режиме онлайн все источники из выбранных каталогов, а также построить карты покрытия каталогов, что может быть полезно для поиска областей пересечений различных каталогов.

### 3.3. Загрузка данных, выбор порога и выполнение кросс-идентификации

На данном этапе происходит загрузка каталогов и их дальнейшая кросс-идентификация. Общий вид формы показан на рис. 5. Область для исследования на данном этапе фиксирована и не может быть изменена (для ее изменения нужно вернуться на предыдущий этап). Перед загрузкой возможно применение фильтров. Фильтры возможны двух типов: (1) ограничение максимального числа источников для загрузки; (2) наложение условий по параметрам каталогов. Условия являются математическими выражениями, в которых можно использовать все доступные параметры каталога. Подробное описание параметров каталогов доступно во всплывающем окне по ссылке “Description”. Нажатие на кнопку “Estimate source size” позволяет оценить число источников в выбранной области с применением фильтров (при необходимости).

При нажатии на кнопку “Download all” происходит параллельная загрузка всех каталогов в хра-

## Step 3.

Execute the download &amp; cross-match

Selected catalogs: [APASS DR9](#); [Gaia DR3](#); [SDSS DR16](#); [Pan-STARRS DR1](#); [2MASS](#); [WISE](#); [DENIS DR3](#);  
Center position: 282.206442,-1.274362,31.500000,0.000000  
Region: Circle r=0.2 deg.

APASS DR9 filter:  Limit:  [Description](#)

Gaia DR3 filter:  Limit:  [Description](#)

SDSS DR16 filter:  Limit:  [Description](#)

Pan-STARRS DR1 filter:  Limit:  [Description](#)

2MASS filter:  Limit:  [Description](#)

WISE filter:  Limit:  [Description](#)

DENIS DR3 filter:  Limit:  [Description](#)

---

**Get catalogs**

**Download only this data:**

Source id, coordinates

Source id, coordinates, photometry

Source id, coordinates, user-specific columns

All columns

[Download all catalogs](#)

[Download APASS DR9 catalog](#)    [Set coord.](#)    [Group sources](#)    [Get curl cmd](#)    [Get wget cmd](#)

[Download Gaia DR3 catalog](#)    [Set coord.](#)    [Group sources](#)    [Get curl cmd](#)    [Get wget cmd](#)

[Download SDSS DR16 catalog](#)    [Set coord.](#)    [Group sources](#)    [Get curl cmd](#)    [Get wget cmd](#)

[Download Pan-STARRS DR1 catalog](#)    [Set coord.](#)    [Group sources](#)    [Get curl cmd](#)    [Get wget cmd](#)

[Download 2MASS catalog](#)    [Set coord.](#)    [Group sources](#)    [Get curl cmd](#)    [Get wget cmd](#)

[Download WISE catalog](#)    [Set coord.](#)    [Group sources](#)    [Get curl cmd](#)    [Get wget cmd](#)

[Download DENIS DR3 catalog](#)    [Set coord.](#)    [Group sources](#)    [Get curl cmd](#)    [Get wget cmd](#)

**Estimate DBSCAN threshold ( $\epsilon$ )**

[Estimate threshold \( \$\epsilon\$ \)](#)

Start  $\epsilon$   arcsec    End  $\epsilon$   arcsec    Nsteps:     Nsources (max):

**Test DBSCAN accuracy**

Enter  $\epsilon$   arcsec    [Estimate DBSCAN accuracy](#)

---

**Run DBSCAN cross-match**

Select DBSCAN threshold ( $\epsilon$ ):  arcsec

Output file should contain matches from the following catalogs:

APASS DR9     Gaia DR3     SDSS DR16     Pan-STARRS DR1     2MASS     WISE     DENIS DR3

If none is selected, then all matches will be printed

Output unmatched sources

[Run cross-match](#)

or [Get cmd for local execute](#)

---

**Construct SED from matched data**

   Warning: VOSA allows maximum 1000 sources. [Go to VOSA site](#)

Tip: please ensure that input catalogs contain photometric data. Otherwise VOSA input file will be empty.

Рис. 5. Третий шаг: загрузка данных, выбор порога и выполнение кросс-идентификации. Форма на данном рисунке может отличаться от последней версии, представленной по адресу <https://cross-match.online>.

нилище данных на сервере, где расположен сервис `cross-match.online`, с учетом выбранной области и заранее введенных фильтров. Перед загрузкой можно выбрать объем скачиваемой информации. Доступно четыре режима: (1) только названия и координаты источников; (2) названия, координаты и фотометрические данные — режим доступен только для встроенных каталогов; (3) параметры, выбранные пользователем, и (4) все данные. Обычно для работы нет необходимости загружать все доступные данные, поэтому более эффективным будет ограничить набор загружаемых данных в зависимости от решаемой задачи.

Координаты для всех каталогов, которые загружаются для кросс-идентификации, должны быть представлены в одной системе координат. К примеру, разность между системами координат FK5 и ICRS может достигать  $0.08''$ , а разность между системами FK4 и FK5 — десятки угловых минут. Поэтому в системе `cross-match.online` есть возможность вручную указать параметры с координатами в нужной системе координат, если указанные параметры по умолчанию не соответствуют требованиям. Для этого нужно нажать на ссылку “Set coord” и выбрать необходимые столбцы во всплывающем окне. Обычно в Страсбургском центре данных для большинства каталогов

представлен пересчет координат в системе FK5 (J2000), поэтому достаточно просто выбрать нужные столбцы. Но при отсутствии такой возможности пересчет координат можно выполнить прямо в системе `cross-match.online`. Для этого в окне с выбором координат для каталога нужно выбрать столбцы с координатами и нажать на галочку “Convert sky coordinates” и выбрать режим работы: “ICRS  $\rightarrow$  FK5 (J2000)”, “FK5 (J2000)  $\rightarrow$  ICRS”, “FK4 (B1950)  $\rightarrow$  FK5 (J2000)”, “FK4 (B1950)  $\rightarrow$  ICRS”, “Galactic  $\rightarrow$  FK5 (J2000)”, “Galactic  $\rightarrow$  ICRS”, после чего нужно загрузить каталог. В этом случае координаты будут пересчитаны в соответствии с выбранным режимом и будут в дальнейшем использованы при кросс-идентификации.

После загрузки каталогов, при работе в режиме области, необходимо выполнить оценку оптимального значения порога для кросс-идентификации. При нажатии на кнопку “Estimate threshold ( $\epsilon$ )” происходит оценка верхнего предела для значения  $\epsilon$  для каждого каталога. Оценка производится с помощью многократного запуска метода DBSCAN при различных значениях  $\epsilon$ . Затем с помощью интерполяции находится такое значение  $\epsilon$ , при котором относительное число изолированных источников составляет не менее 99.72% ( $3\sigma$ ). Перед запуском оценки нужно выбрать ин-

тервал проверки значений порога (Start  $\epsilon$ , End  $\epsilon$ ), а также число шагов сетки ( $N_{\text{steps}}$ ). В сетке используется логарифмическая шкала с основанием 10. Так как для поиска оптимального значения  $\epsilon$  метод DBSCAN запускается многократно, то использовать полный набор данных нежелательно, т.к. это может привести к существенному увеличению времени расчетов. Для ускорения вычислений при большом количестве источников программа ограничивает ввод данных по каждому каталогу до 5–50 тыс. источников (данный параметр  $N_{\text{sources}}$  может быть настроен). Такое ограничение существенно не изменяет параметры группировки, так как даже часть источников из каталога обладают свойствами всей выборки, но при этом существенно сокращается время расчетов. Но следует иметь в виду, что ограничение по числу источников приводит к тому, что данные загружаются из ограниченной области, которая может быть смещена относительно центра выбранной области. Если плотность источников в центре области существенно выше, чем на периферии, то это может привести к неправильной оценке порога. Для решения следует уменьшить размер области таким образом, чтобы число источников для каждого каталога не превышало 50 тыс. После оценки порога размер области можно обратно увеличить. После завершения оценки выводится график, подобный рис. 1, а также численные значения верхних пределов  $\epsilon$  для каждого каталога. Если начальное или конечное значение  $\epsilon$  выбрано с недостаточным запасом, то программа выдаст предупреждение о необходимости увеличения верхнего порога или уменьшения нижнего порога.

Далее нужно принять решение о том, с каким порогом выполнять первичную кросс-идентификацию. Для этого могут быть полезны две функции. Первая: можно вывести загруженные источники в окне программы Aladin Lite и визуально оценить размер порога, нажав на кнопку “Display threshold size”, вводя необходимое значение  $\epsilon$ . В окне Aladin Lite появится окружность соответствующего размера, которая позволяет оценить количество источников, которые будут объединены в группы с данным выбранным порогом. Можно также проверить число создаваемых групп в каждом каталоге без ограничений по максимальному числу источников. Для этого в разделе “Test DBSCAN accuracy” необходимо ввести значение порога в текстовое поле и нажать на “Estimate DBSCAN accuracy”. В результате появится таблица, в которой будет показано количество групп и изолированных источников для каждого каталога. Слишком большое число групп может привести к большим неоднозначностям при кросс-идентификации. При этом не следует принимать решение о пороге для группировки,

ориентируясь на каталоги с множественными измерениями. Для таких каталогов нужно либо предварительно выполнить внутреннюю группировку, либо использовать для оценки другие каталоги, где на каждый источник приходится только одно измерение (см. подробнее раздел 3.3.1).

Непосредственный запуск процесса кросс-идентификации начинается при нажатии на “Run Cross-match”, причем предварительно нужно ввести порог для группировки в соответствующее текстовое поле. Результат кросс-идентификации доступен для загрузки в формате CSV, а параметры расчетов сохраняются в файле в формате LOG.

Для улучшения количества кросс-идентификаций предусмотрена возможность дополнительного поиска в направлении на источники, которые были отмечены как “изолированные” в DBSCAN. При этом для таких источников можно выбрать увеличенный радиус поиска, который будет соответствовать неопределенности положения источников в данном каталоге. Дополнительный поиск будет произведен только для источников из тех каталогов, для которых указан радиус дополнительного поиска. Вместо указания фиксированного радиуса возможно указать параметры эллипса неопределенности для положения источников. Два режима поиска соответствуют двум режимам учета неопределенности положения источников (см. рис. 2).

**3.3.1. Каталоги с множественными измерениями одинаковых источников.** Для некоторых каталогов имеются множественные измерения одинаковых источников в некоторых областях. К таким каталогам, к примеру, относятся каталоги SDSS [5], UKIDSS [25], Pan-STARRS [3], IPHAS [33] и другие. Множественные измерения не мешают их кросс-идентификации с другими каталогами, но для правильной оценки порога для кросс-идентификации необходимо выполнить внутреннюю группировку по положению. Она производится с помощью того же метода DBSCAN [21] независимо от других каталогов.

При наличии значений  $\sigma_{\text{RA}}$  и  $\sigma_{\text{Dec}}$  в самом каталоге можно оценить порог для группировки следующим образом. Необходимо вычислить 95-й процентиль от значения  $3\sigma_{\text{RA}}$  и  $3\sigma_{\text{Dec}}$  для всех источников в выборке. Далее выбрать максимальное значение и использовать его в качестве порога для группировки. Вычисление 95-го percentиля для всех числовых параметров доступно в системе cross-match.online после загрузки каталога при нажатии на ссылку “Get statistics”.

Для выполнения предварительной группировки каталога необходимо нажать на ссылку “Group sources” для уже загруженного каталога и ввести порог для группировки. При необходимости можно визуально отобразить источники в Aladin

Lite, которые были объединены в группы, нажав на ссылку “Plot grouped sources”. После группировки число источников в каталоге будет уменьшено.

Следует отметить, что для кросс-идентификации выполнять предварительную группировку источников не обязательно, так как алгоритм `cross-match.online` не выводит в качестве кросс-идентификаций те группы, которые содержат источники только из одного каталога. Такие группы попадают в разряд изолированных источников. Если в некоторую группу, кроме множества источников из одного каталога, попал хотя бы один источник из другого каталога, то такая группа уже войдет в результаты кросс-идентификации. Из множества источников в группе будет выбран только один источник для каждого каталога. Аналогичный результат может быть получен при предварительной группировке каталога со множественными измерениями и последующей кросс-идентификации с другими каталогами.

#### 3.4. Экспорт данных для построения спектрального распределения энергии источников

С помощью разработанной системы есть возможность экспорта данных для системы VOSA, что упрощает построение спектрального распределения энергии для выбранных источников или области исследования. Для этого необходимо после выполнения кросс-идентификации нажать на кнопку “Export results to VOSA” и сохранить файл на диск. Этот файл далее можно использовать в качестве входного для системы VOSA. Данная функция доступна только для встроенных в систему `cross-match.online` каталогов. Необходимо также обеспечить наличие фотометрических данных в загруженных каталогах, в противном случае выходной файл не будет содержать данных. В системе VOSA есть ограничение на максимальное количество источников во входном файле, равное 1000.

#### 3.5. Работа в режиме оффлайн

Так как решение определенных задач (к примеру, построение карт поглощения) предполагает кросс-идентификацию больших объемов данных (более 10 млн. источников), то такой процесс целесообразнее выполнять на локальной машине пользователя, чтобы иметь возможность использовать имеющиеся вычислительные ресурсы и лучше контролировать процесс работы. Для этого в рамках настоящей работы доступен исходный код для кросс-идентификации различных каталогов, который может быть запущен на локальном компьютере с установленным языком про-

граммирования Python 2.7+. Код доступен по адресу `cross-match.online`<sup>3</sup>.

Размер каталогов в этом случае ограничен только производительностью компьютера и объемом оперативной памяти. Следует учесть, что при кросс-идентификации каталогов с количеством источников более 10–15 млн. желателен объем оперативной памяти более 8 Гб. При этом системе `cross-match.online` можно использовать для получения скриптов для загрузки каталогов на локальную машину пользователя. Возможен удобный выбор области для загрузки необходимых данных. Пользователю предоставляются готовые текстовые команды для утилит “`wget`” или “`curl`”, позволяющие загрузить каталог в необходимом объеме на локальной машине.

Для получения соответствующих команд необходимо нажать на ссылку “Get curl cmd” или “Get wget cmd”. Будут выведены команды с учетом выбранных фильтров. Название выходных файлов следует сохранить, если требуется дальнейшая кросс-идентификация каталогов. Для локального запуска кросс-идентификации для каждого каталога необходим также специальный файл с расширением `*.cols` — он содержит информацию о типах данных в каталоге, а также указывает на столбцы с названием источника и его координатами. Для получения этого файла необходимо нажать на ссылку “Get column information file (.cols)” после вывода скрипта для загрузки каталога.

После загрузки каталогов в формате CSV на ПК пользователя необходимо запустить скрипт на языке Python, который последовательно читает все загруженные каталоги и выполняет их кросс-идентификацию с выбранным значением порога. Значение порога лучше всего предварительно оценивать в онлайн-версии системы `cross-match.online`, ограничив число источников до ~50 тыс. в каждом каталоге для ускорения расчетов. Также исходный код выполняет уточняющий поиск кросс-идентификаций с использованием неопределенности положения источников (задается отдельно для каждого каталога). Для получения правильной команды для запуска скрипта можно выбрать необходимые параметры в онлайн-версии, а затем нажать на “Get cmd for local execute”. Будет выведена строка, которую нужно ввести в терминале на локальном компьютере для корректного запуска кросс-идентификации.

Если требуется выполнить группировку одного каталога по определенному значению  $\epsilon$  на локальном компьютере, то данный каталог указывается как единственный входной каталог для скрипта. В таком случае код будет работать в режиме одного каталога. Пример запуска скрипта

<sup>3</sup> [https://cross-match.online/source\\_code.zip](https://cross-match.online/source_code.zip)

для группировки одного каталога (для всех файлов подразумевается расширение CSV) с порогом 0.5":

```
python cross-match-dbscan.py 0.5
output_ukidss_dr6 input_ukidss_dr6
```

Пример запуска кросс-идентификации одновременно трех каталогов (2MASS, UKIDSS, WISE) с порогом 1.1":

```
python cross-match-dbscan.py 1.1 output_file
4PHh4_2mass,4PHh4_ukidss_dr6,4PHh4_wise
,,3 1
```

Для каталога WISE в данном примере выполняется дополнительный поиск ассоциаций в изолированных источниках с фиксированным радиусом 3"; выводятся только те ассоциации, которые содержат источник 2MASS (порядковый номер каталога 1). "4PHh4" – уникальный идентификатор загрузки (отличается для разных пользователей), присваивается автоматически при загрузке каталога с помощью cross-match.online.

### 3.6. Технические особенности исходного кода

Веб-сервис cross-match.online написан с использованием языка Perl/CGI. Сама процедура кросс-идентификации разработана с использованием языка Python. После тестирования различных модулей были использованы наиболее эффективные решения для ускорения работы алгоритма кросс-идентификации как в режиме онлайн, так и оффлайн. Для увеличения скорости работы при кросс-идентификации не используются реляционные базы данных (MySQL, PostgreSQL), все астрономические данные хранятся в формате CSV. Как показала практика, скорость работы базы данных ниже по сравнению со скоростью работы при прямом чтении, обработке и записи файлов в формате CSV.

Для чтения каталогов примеряется процедура быстрого чтения файлов CSV "read\_csv" из библиотеки DASK для Python. Поиск групп источников выполняется с помощью процедуры DBSCAN из библиотеки "sklearn" для Python. Поиск соседей выполняется с помощью процедуры "match\_coordinates\_sky" из пакета "astropy" для Python. Из этого же пакета используются процедуры для преобразования координат. Для загрузки каталогов используется сервис TAP Vizier [41], а визуализация выбранной области на небе выполняется с помощью Aladin Lite API [42]. Построения карты покрытия любого каталога выполняется с помощью сервиса MOCServer [39]. Загрузка данных происходит в фоновом асинхронном режиме с помощью AJAX-библиотеки SACK<sup>4</sup> (Simple Ajax Code Kit).

<sup>4</sup> <http://tuandc.0fees.net/Sack/>

## 4. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ КРОСС-ИДЕНТИФИКАЦИИ

### 4.1. Сравнение качества кросс-идентификации

Существуют определенные работы, в которых авторы выполнили кросс-идентификацию различных крупных каталогов с учетом неопределенности положения источников в них. К таким работам относится, к примеру Gaia DR2×WISE [43], Gaia×IPHAS/KIS [44], TESS Input catalog [45]. Во многих каталогах уже встроены кросс-идентификации с другими каталогами. К примеру, в каталоге Gaia [23] представлены кросс-идентификации с большим числом других каталогов.

Возникает вопрос: насколько кросс-идентификация, выполненная с помощью DBSCAN, отличается от кросс-идентификации, выполненной в данных работах? В качестве основы мы использовали результаты кросс-идентификации каталогов WISE AllSky и Gaia DR2 в работе Вильсона [43] (далее W18), где для кросс-идентификации учитывалась функция распределения сигнала для точечного источника (Point Spread Function, PSF).

Для сравнения выбраны направление  $(l, b) = (150.0^\circ, 0.0^\circ)$  и область с радиусом  $1.5^\circ$ . В этой области в каталоге WISE содержится 160 598 источников, в каталоге Gaia DR2 – 332 232 источника. Проведена кросс-идентификация каталогов с помощью метода DBSCAN, описанного в настоящей работе. Для DBSCAN использован порог  $\epsilon = 0.5''$ , при котором 99.96% источников Gaia являются изолированными относительно других источников Gaia. Для расширенного поиска кросс-идентификаций использовался радиус поиска 3" для каталога WISE, который соответствует максимальному угловому расстоянию между источниками Gaia и WISE в работе W18 по выбранной области. В результате было найдено 144 107 ассоциаций, в том числе 84 222 с помощью DBSCAN и 59 886 с помощью расширенного поиска. Далее были загружены результаты кросс-идентификации каталогов WISE и Gaia DR2 из работы W18 в этой области – 127 580 ассоциаций, что на 11% меньше – это связано с применением фильтров в их выборке данных (см. [43, табл. 2]). После этого был произведен поиск таких ассоциаций, которые отсутствуют в выборке DBSCAN, но присутствуют в работе W18. Таких источников было найдено всего 7. Эти источники были рассмотрены более подробно. Оказалось, что причина их отсутствия не связана с работой DBSCAN. 4 источника WISE, указанные в работе W18 (J040553.96+505611.2, J035507.62+525453.0, J035517.09+515412.8, J035446.14+524153.9), отсутствовали в каталоге WISE All-Sky в архиве Страсбургского центра данных, а для 3 источников (J040107.96+512310.9, J040300.46+523759.4, J035836.69+520122.8) из-за пересвета по данным

WISE в работе W18 ассоциация Gaia была указана неверно — вместо ближайшего источника Gaia был ассоциирован следующий по счету ближайший источник. Таким образом, с помощью метода DBSCAN все возможные ассоциации были найдены.

Установлено, что в 98.1% случаев источники WISE ассоциируются с идентичными источниками Gaia в двух рассматриваемых методах. Визуальный осмотр оставшихся 1.9% случаев показал, что разность в выборе источника Gaia возникает в том случае, когда по данным Gaia в некоторой области имеется два или более источников, а по данным WISE имеется лишь один неразрешенный источник. В результате выбор источника Gaia для такого неразрешенного источника WISE становится неоднозначным, поэтому возникает разница в результатах кросс-идентификации.

#### 4.2. Тестирование производительности

Вопрос о производительности и эффективности использования ресурсов неизбежно возникает при выполнении кросс-идентификации различных каталогов. Подобно работе [13], для тестирования метода DBSCAN выбрано направление  $(l, b) = (45^\circ, 0^\circ)$ , размер области сравнения  $5^\circ \times 2^\circ$ . Кросс-идентификация выполнена для каталогов UKIDSS GPS (DR6) и GLIMPSE. Для тестирования количество источников GLIMPSE было ограничено 1 млн., а количество источников UKIDSS варьировалось от 1 тыс. до 10 млн. Исходные данные для тестирования аналогичны [13, панель (d) на рис. 7]. Кросс-идентификация DBSCAN проводилась с величиной  $\epsilon = 0.5''$ .

Работа программы для кросс-идентификации складывается из следующих этапов: чтение каталогов, выполнение процедуры DBSCAN, поиск соседей для всех источников (NN, опционально), пост-обработка и запись результатов в файл. Наиболее затратные по времени этапы — это DBSCAN и поиск соседей (NN). Все остальные этапы составляют 20–30% от общего времени выполнения всех этапов работы программы. При тестировании учитывалось только время на выполнение алгоритмов DBSCAN и поиска соседей, другие этапы не учитывались аналогично работе [13].

В первом подходе тестировался только алгоритм DBSCAN. Во втором подходе (DBSCAN+NN) дополнительно к DBSCAN тестировался алгоритм поиска соседей для всех источников. Результаты представлены на рис. 6. Для сравнения на рис. 6 представлены результаты скорости работы алгоритмов  $C^3$  и STILTS/TopCat, полученные из работы [13] по тем же параметрам [13, панель (d) на рис. 7].

Анализ времени выполнения показал, что алгоритм DBSCAN выполняется в 5–9 раз быстрее, чем STILTS/TopCat, и в 3–5 раз быстрее, чем  $C^3$  для количества источников  $N_{\text{rows}_{\text{Catalog1}}} > 10^5$ . Наиболее существенная разница проявляется при большем количестве источников: при  $N_{\text{rows}_{\text{UKIDSS}}} = 10^7$  скорость выполнения алгоритма  $C^3$  составляет  $\sim 600$  с, а DBSCAN — 110 с. Если к выполнению алгоритма DBSCAN добавить выполнение алгоритма поиска соседей (NN), то разница несколько сократится, но тем не менее в целом ситуация не изменится: DBSCAN+NN быстрее  $C^3$  в 1.5–3 раза при  $N_{\text{rows}_{\text{Catalog1}}} > 10^{5.5}$ , и быстрее STILTS/TopCat в 3–5 раз. При этом у алгоритма  $C^3$  есть преимущество при  $N_{\text{rows}_{\text{Catalog1}}} < 10^5$ .

Таким образом, DBSCAN показал хорошие результаты по производительности, особенно при анализе большого числа источников (от 100 тыс. до 10 млн. и более). При этом DBSCAN не требует наличия GPU и не требует распараллеливания вычислений. Пиковое использование оперативной памяти составило 5.7 Гб при кросс-идентификации  $\sim 10$  млн. источников.

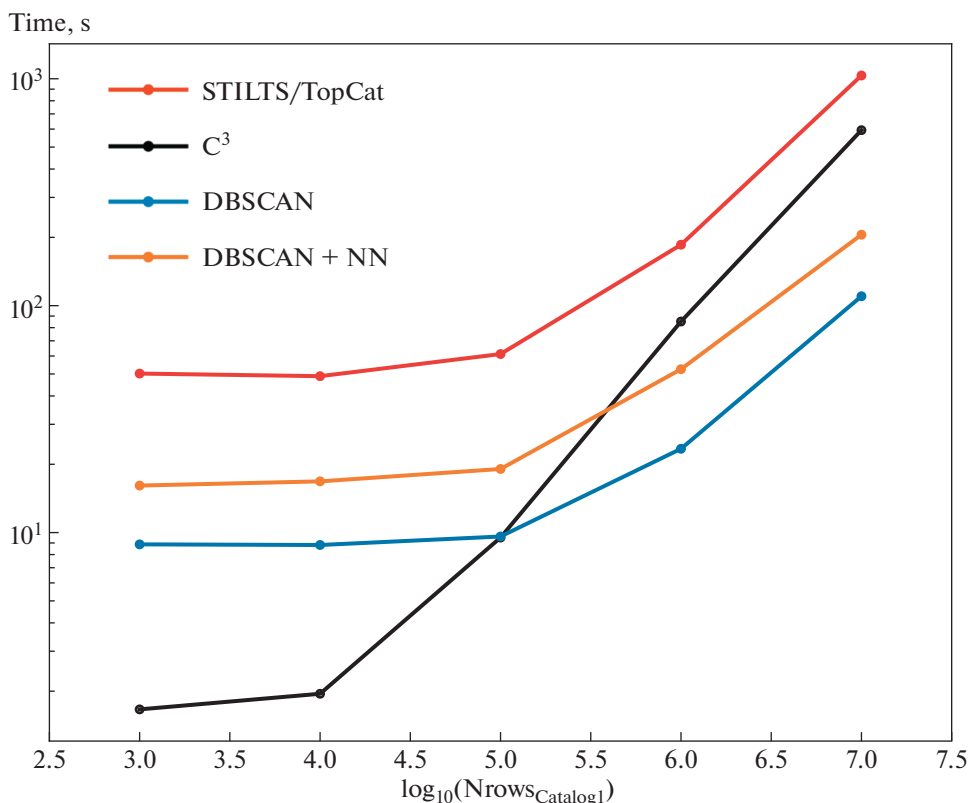
## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрены различные методики кросс-идентификации астрономических каталогов и особенности их применения для решения широкого круга задач. В настоящее время существуют эффективные инструменты для кросс-идентификации двух каталогов, но работа с кросс-идентификацией одновременно трех и более каталогов с большим количеством источников детально не рассматривалась. В настоящей работе рассматриваются возможности метода DBSCAN для кросс-идентификации множества каталогов по выбранной области на небе. В результате анализа установлено следующее.

1. Преимуществами DBSCAN являются асимметричность алгоритма и возможность сравнения большого числа каталогов и источников без ущерба для скорости работы алгоритма: решающим значением для скорости является общее количество источников во всех каталогах вне зависимости от количества сравниваемых каталогов.

2. Недостатком метода DBSCAN является фиксированное значение порога  $\epsilon$  для кросс-идентификации. В случае сравнения каталогов с существенно разной пространственной плотностью источников одного метода DBSCAN недостаточно, чтобы найти все возможные кросс-идентификации.

Для обхода последнего недостатка в настоящей работе была разработана методика, которая позволяет эффективно комбинировать результаты работы DBSCAN с классической методикой



**Рис. 6.** Зависимость времени выполнения кросс-идентификации от количества источников в каталоге сравнения (UKIDSS). Для исходного каталога (GLIMPSE) число источников фиксировано и составляет 1 млн. Значения времени выполнения для методов  $C^3$  и STILTS/TopCat получены из работы [13]. Значения для методов DBSCAN и DBSCAN+NN рассчитаны в настоящей работе.

кросс-идентификации. Она состоит из нескольких шагов.

1. Для каждого каталога нужно оценить верхний предел группировки  $\epsilon_{\max,i}$ , при котором значительное число источников не будет объединяться в группы со своими ближайшими соседями из одного каталога.

2. Выполнить алгоритм DBSCAN со значением порога  $\epsilon < \epsilon_{\max,i}$ .

3. Для источников, которые по выполнению DBSCAN были отмечены как “изолированные” (т.е. не имеющие соседей при выбранном значении  $\epsilon$ ), выполнить дополнительную проверку ближайших соседей из других каталогов на возможность их кросс-идентификаций с “изолированными” источниками. Проверка возможна как по фиксированным значениям неопределенности положения источников, так и по эллипсу неопределенности положения каждого отдельного источника.

В целом данная методика позволяет выполнять кросс-идентификацию сразу большого числа каталогов с минимальными затратами по времени. Результаты могут быть использованы в том

числе для построения и моделирования спектрального распределения энергии для множества объектов.

Описанный в настоящей работе инструмент доступен в режиме онлайн и может быть использован для оценки выполнения наблюдательных программ на наземных и космических инструментах, в том числе для будущих внеатмосферных обсерваторий Спектр-УФ [46] и Миллиметрон [47]. Открытый доступ к системе предоставлен по адресу [cross-match.online](https://cross-match.online)<sup>5</sup>.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке проекта Министерства науки и высшего образования “Теоретические и экспериментальные исследования формирования и эволюции внесолнечных планетных систем и характеристик экзопланет” (№ 075-15-2020-780, контракт 780-10).

<sup>5</sup> <https://cross-match.online>

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. O. Malkov, O. Duzhnevskaya, S. Karpov, E. Kilpio, A. Kniazev, A. Mironov, and S. Sichevskij, *Open Astronomy* **21**, 319 (2012).
2. A. Vallenari, A. G. A. Brown, T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, et al., arXiv:2208.00211 [astro-ph.GA](2022).
3. H. A. Flewelling, E. A. Magnier, K. C. Chambers, J. N. Heasley, et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **251**, id. 7 (2020), arXiv:1612.05243 [astro-ph.IM].
4. S. Dye, A. Lawrence, M. A. Read, X. Fan, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **473**, 5113 (2018), arXiv:1707.09975 [astro-ph.IM].
5. R. Ahumada, C. A. Prieto, A. Almeida, F. Anders, et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **249**, id. 3 (2020), arXiv:1912.02905 [astro-ph.GA].
6. Ž. Ivezić, S. M. Kahn, J. A. Tyson, B. Abel, et al., *Astrophys. J.* **873**, id. 111 (2019), arXiv:0805.2366 [astro-ph].
7. K. G. Stassun, R. J. Oelkers, M. Paegert, G. Torres, et al., *Astron. J.* **158**, id. 138 (2019), arXiv:1905.10694 [astro-ph.SR].
8. D. Elia, M. Merello, S. Molinari, E. Schisano, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **504**, 2742 (2021), arXiv:2104.04807 [astro-ph.GA].
9. G. Landais and F. Ochsenbein, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems XXI*, edited by P. Ballester, D. Egret, and N. P. F. Lorente, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **461**, 383 (2012).
10. M. B. Taylor, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIV*, edited by P. Shopbell, M. Britton, and R. Ebert, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **347**, 29 (2005).
11. M. B. Taylor, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems XV*, edited by C. Gabriel, C. Arviset, D. Ponz, and S. Enrique, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **351**, 666 (2006).
12. F. Bonnarel, P. Fernique, O. Bienaymé, D. Egret, et al., *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **143**, 33 (2000).
13. G. Riccio, M. Brescia, S. Cavuoti, A. Mercurio, A. M. di Giorgio, and S. Molinari, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **129**(972), 024005 (2017), arXiv:1611.04431 [astro-ph.IM].
14. T. Budavari and M. A. Lee, *Xmatch: GPU Enhanced Astronomic Catalog Cross-Matching*, *Astrophys. Source Code Library*, record ascl:1303.021 (2013).
15. O. Malkov and S. Karpov, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems XX*, edited by I. N. Evans, A. Accomazzi, D. J. Mink, and A. H. Rots, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **442**, 583 (2011).
16. X. Jia, Q. Luo, and D. Fan, in *2015 IEEE 21st International Conference on Parallel and Distributed Systems (ICPADS)*, p. 617 (2015).
17. K. M. Górski, E. Hivon, A. J. Banday, B. D. Wandelt, F. K. Hansen, M. Reinecke, and M. Bartelmann, *Astrophys. J.* **622**, 759 (2005), arXiv:astro-ph/0409513.
18. P. Z. Kunszt, A. S. Szalay, and A. R. Thakar, in *Mining the Sky*, edited by A. J. Banday, S. Zaroubi, and M. Bartelmann, p. 631 (2001).
19. F. X. Pineau, T. Boch, and S. Derriere, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems XX*, edited by I. N. Evans, A. Accomazzi, D. J. Mink, and A. H. Rots, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **442**, 85 (2011).
20. C. Motch and Arches Consortium, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems XXIV (ADASS XXIV)*, edited by A. R. Taylor and E. Rosolowsky, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **495**, 437 (2015).
21. M. Ester, H.-P. Kriegel, J. Sander, and X. Xu, in *Proc. of the Second International Conference on Knowledge Discovery and Data Mining* (AAAI Press, 1996), p. 226.
22. A. Bayo, C. Rodrigo, D. Barrado Y Navascués, E. Solano, R. Gutiérrez, M. Morales-Calderón, and F. Allard, *Astron. and Astrophys.* **492**, 277 (2008), arXiv:0808.0270 [astro-ph].
23. P. M. Marrese, S. Marinoni, M. Fabrizio, and G. Altavilla, *Astron. and Astrophys.* **621**, id. A144 (2019), arXiv:1808.09151 [astro-ph.SR].
24. C. Wolf, C. A. Onken, L. C. Luvaul, B. P. Schmidt, et al., *Publ. Astron. Soc. Australia* **35**, id. e010 (2018), arXiv:1801.07834 [astro-ph.IM].
25. A. Lawrence, S. J. Warren, O. Almaini, A. C. Edge, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **379**, 1599 (2007), arXiv:astro-ph/0604426.
26. M. F. Skrutskie, R. M. Cutri, R. Stiening, M. D. Weinberg, et al., *Astron. J.* **131**, 1163 (2006).
27. E. L. Wright, P. R. M. Eisenhardt, A. K. Mainzer, M. E. Ressler, et al., *Astron. J.* **140**, 1868 (2010), arXiv:1008.0031 [astro-ph.IM].
28. D. Ishihara, T. Onaka, H. Kataza, A. Salama, et al., *Astron. and Astrophys.* **514**, id. A1 (2010), arXiv:1003.0270 [astro-ph.IM].
29. L. Bianchi, B. Shiao, and D. Thilker, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **230**, id. 24 (2017), arXiv:1704.05903 [astro-ph.GA].
30. V. N. Yershov, *Astrophys. Space Sci.* **354**, 97 (2014).
31. J. F. Carbary, E. H. Darlington, T. J. Harris, P. J. McEvaddy, M. J. Mayr, K. Peacock, and C. I. Meng, *Applied Optics* **33**, 4201 (1994).
32. A. A. Henden, S. Levine, D. Terrell, and D. L. Welch, *Amer. Astronomical Society, AAS Meeting, Abstracts* **225**, 336.16 (2015).
33. G. Barentsen, H. J. Farnhill, J. E. Drew, E. A. González-Solares, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **444**, 3230 (2014), arXiv:1406.4862 [astro-ph.SR].
34. N. Epchtein, B. de Batz, L. Capoani, L. Chevallier, et al., *Messenger* **87**, 27 (1997).
35. C. A. Beichman, G. Helou, and D. W. Walker, *Infrared Astronomical Satellite (IRAS) Catalogs and Atlases, Vol. 7: The Small Scale Structure Catalog* (Scientific and Technical Information Division, National Aeronautics and Space Administration, 1988).
36. M. Kawada, H. Baba, P. D. Barthel, D. Clements, et al., *Publ. Astron. Soc. Japan* **59**, S389 (2007), arXiv:0708.3004 [astro-ph].
37. E. Churchwell, B. L. Babler, M. R. Meade, B. A. Whitney, et al., *Publ. Astron. Soc. Pacific* **121**, 213 (2009).
38. T. Csengeri, J. S. Urquhart, F. Schuller, F. Motte, et al., *Astron. and Astrophys.* **565**, id. A75 (2014), arXiv:1312.0937 [astro-ph.GA].
39. P. Fernique, T. Boch, A. Oberto, and F. X. Pineau, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems XXV*, edited by N. P. F. Lorente, K. Shortridge, and R. Wayth, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **512**, 133 (2017), arXiv:1611.01374 [astro-ph.IM].



40. *M. Wenger, F. Ochsenbein, D. Egret, P. Dubois, et al.*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **143**, 9 (2000), arXiv:astro-ph/0002110.
41. *G. Landais, F. Ochsenbein, and A. Simon*, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems XXII*, edited by D. N. Friedel, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **475**, 227 (2013).
42. *T. Boch and P. Fernique*, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems XXIII*, edited by N. Manset and P. Forshay, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **485**, 277 (2014).
43. *T. J. Wilson and T. Naylor*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **481**, 2148 (2018), arXiv:1809.00018 [astro-ph.SR].
44. *S. Scaringi, C. Knigge, J. E. Drew, M. Monguió, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **481**, 3357 (2018), arXiv:1809.04086 [astro-ph.SR].
45. *M. Paegert, K. G. Stassun, K. A. Collins, J. Pepper, G. Torres, J. Jenkins, J. D. Twicken, and D. W. Latham*, arXiv:2108.04778 (2021).
46. *B. M. Shustov, M. E. Sachkov, S. G. Sichevsky, R. N. Arkhangelsky, et al.*, *Solar System Res.* **55**, 677 (2021).
47. *N. S. Kardashev, I. D. Novikov, V. N. Lukash, S. V. Pili-penko, et al.*, *Physics Uspekhi* **57**, 1199 (2014), arXiv:1502.06071 [astro-ph.IM].

## УДАРНЫЕ СОБЫТИЯ КАК ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ АКТИВАЦИИ СУБЛИМАЦИОННО-ПЫЛЕВОЙ АКТИВНОСТИ АСТЕРОИДОВ ГЛАВНОГО ПОЯСА

© 2022 г. Б. М. Шустов<sup>1, \*</sup>, Р. В. Золотарёв<sup>1</sup>, В. В. Бусарев<sup>2, 1</sup>, М. П. Щербина<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup> Институт астрономии РАН, Москва, Россия

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

\*E-mail: bshustov@inasan.ru

Поступила в редакцию 19.07.2022 г.

После доработки 30.08.2022 г.

Принята к публикации 30.08.2022 г.

В [1, 2] и в других работах этих авторов показано, что сублимационно-пылевая активность ряда астероидов примитивных типов Главного пояса (ГПА) коррелирует с положением астероидов на перигелийном участке орбиты. Это приводит к предположению о том, что такая активность обусловлена сублимационным (кометным) механизмом, т.е. выбросом пылевых частиц с поверхности испаряющихся льдосодержащих слоев. Предполагается, что эти слои обнажаются вследствие соударений между астероидами ГПА. Однако при соударениях может происходить и прямой выброс пылевого вещества (ударный механизм). В данной работе рассмотрены оба механизма. Получена количественная оценка частоты и эффективности соударений. Показано, что частота столкновений астероидов-ударников, обладающих кинетической энергией более  $(1-3) \times 10^{10}$  Дж (достаточной для выброса значительного количества пыли), с астероидом-мишенью диаметром  $\sim 100$  км (на примере астероида 145 Адеона) составляет до  $\sim 2 \text{ год}^{-1}$ . При характерном времени проявления пылевой активности 0.01 года в случае ударного механизма из примерно 300 крупных астероидов ГПА диаметром более 100 км в любой момент времени несколько астероидов может находиться в активном состоянии. Отмечено согласие этой оценки с наблюдениями. Для обеспечения эффективности кометного механизма столкновения должны быть мощнее (характерная энергия  $10^{13}$  Дж), чтобы вскрывать льдосодержащие слои на достаточно большой площади (до 0.1 кв. км). Частота мощных столкновений мала, но участки вскрытых льдосодержащих слоев существуют долго. Всплески солнечной активности и нагрев при прохождении астероида по перигелийному участку орбиты могут обеспечить наблюдаемую частоту проявлений сублимационной активности крупных астероидов ГПА примитивных типов (их насчитывается около 200). Согласно нашей модели, в каждый момент времени  $\sim 1$  крупный астероид находится в активном состоянии. Нужны подтверждения в дальнейших наблюдениях.

*Ключевые слова:* астероиды, столкновения астероидов, активные астероиды, сублимационно-пылевая активность

DOI: 10.31857/S0004629922110184

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В соответствии с общепринятыми представлениями астероиды (тела с преимущественно силикатным составом вещества) и ядра комет (тела с преимущественно ледяным составом) рассматриваются как объекты разных классов. На основе исследований метеоритов астероидного происхождения установлено (например, [3] и ссылки там же), что астероиды – это фрагменты более крупных родительских тел, раздробленных при взаимных столкновениях. Такие тела еще в процессе своего формирования (на протяжении нескольких первых миллионов лет) испытали глубокие внутренние изменения, включая высоко-

температурную дифференциацию вещества, основным источником энергии которой стал распад короткоживущих изотопов –  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{60}\text{Fe}$  и др. (см. [4, 5]). Родительские тела астероидов, которые изначально включали значительную долю льдов (в основном  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CO}_2$  с учетом типичных гелиоцентрических расстояний астероидов) под влиянием указанного процесса испытали только водную дифференциацию (см., например, [6]). Значительные запасы льдов в производных от этого класса тел, т.е. в астероидах примитивных (или низкотемпературных) типов, могли сохраниться до настоящего времени по причине высокой пористости и, соответственно, низкой тепло-

проводности поверхностных слоев, как следует из моделирования [7] и радиометрических измерений характеристик поверхности астероида С-типа 162173 Рюгу с космического зонда “Хаябуса-2” [8]. Преимущественной областью образования астероидов является внутренняя Солнечная система, где они концентрируются в торообразной структуре — Главном поясе астероидов (ГПА). Астероиды представляют собой каменные тела, не проявляющие какой-либо заметной активности. С другой стороны, ядра комет — это многочисленное подмножество планетезималей (кометезималей), образовавшихся и существующих в основном в области, которая простирается от планет-гигантов до внешних границ Солнечной системы. Как следствие, существует значительная разница в содержании летучих веществ в объектах обоих классов. Этот факт обеспечил наиболее очевидное различие между представителями этих двух классов: комета — это твердое тело (ядро), окруженное комой, образующейся в результате выделения летучих веществ, вызванного нагревом при приближении ядра к Солнцу, в то время как астероиды не проявляют такой сублимационной активности даже при приближении к Солнцу (или эта активность не была обнаружена ранее по причине ее слабых/нерегулярных проявлений).

Обычно еще упоминают различие в орбитальных характеристиках: орбиты комет более вытянутые чем у астероидов. Но это различие не имеет абсолютного характера. Как показано, например, в [9–11], в населении астероидов, сближающихся с Землей (АСЗ), многие тела в процессе относительно быстрой динамической эволюции (с характерным временем несколько миллионов лет) выходят на крайне вытянутые орбиты и даже сталкиваются с Солнцем. Как показано в работе [11], в которой приведены результаты интегрирования движения населения АСЗ на интервале времени 20 млн. лет, доля АСЗ, столкнувшихся с Солнцем, составила около 15% от общего количества АСЗ в начальный момент времени. С другой стороны, на орбитах с относительно небольшим эксцентриситетом и перигелийным расстоянием, превышающем радиус границы льдов, находится множество ледяных (льдосодержащих) тел, которые не проявляют себя как кометы, поскольку всегда находятся достаточно далеко от Солнца.

Плотность кометных ядер в тех случаях, когда она измерена достаточно точно (как правило, в космических экспериментах), обычно в несколько раз ниже, чем у астероидов. Но когда мы имеем дело с небольшими телами, то определить их массу (и плотность) весьма проблематично и применить этот критерий для разделения комет и небольших астероидов невозможно.

Что касается сублимационной активности тел на примерно одинаковых орбитах, то и в этом от-

ношении четкость разделения на астероиды и кометы в последнее время изрядно размылась. В конце своей активной жизни некоторые кометы могут выглядеть как астероиды, когда сублимация прекращается из-за истощения летучего материала и/или образования теплоизолирующей коры на их поверхности (см., например, [12]).

Эта кора из тугоплавких частиц может в итоге стать настолько толстой, что подповерхностные летучие вещества не смогут быть нагреты до температуры сублимации даже при прохождении перигелия на близком расстоянии (суущественно внутри границы льдов) от Солнца. В работе [13] показано, что даже при продолжительном (более 100 лет) нахождении короткопериодической кометы (рассмотрен пример кометы 67P/Чурюмова-Герасименко) на орбите тепловая энергия аккумулируется в субповерхностном слое ядра толщиной не более 10 м. Распределение температуры в этом слое стремится к некоему квазистационарному состоянию, которое сохраняется в течение всего периода обращения кометы по орбите. Аналогичный результат получен в работе [14], в которой промоделирована тепловая история поверхностных слоев объекта 11/2017 U1 (Оумуамуа) во время его облета Солнца и продемонстрирована высокая живучесть подповерхностного льда. Еще один важный результат этой работы — модельный максимум температуры на глубине 30 см отмечается не в перигелии, а существенно позже (через 100 дней) после прохождения перигелия, причем он так и не достиг температуры сублимации льда  $H_2O$ , хотя в перигелии на поверхности объекта температура превышала 600 К. Так что даже если Оумуамуа в конце концов “записали” в астероиды, это не значит, что под его поверхностью не может содержаться некоторое количество льдов.

Даже спектральные (фотометрические) критерии не всегда дают однозначный ответ на вопрос, что мы наблюдаем: астероид или ядро старой кометы вне активной фазы. Поэтому в последние годы все чаще прибегают к понятию “астероидно-кометный континуум”, понимая под этим отсутствие жестких границ между свойствами этих объектов. Впервые термин “Comet-Asteroid Continuum” (в последние годы чаще используется вариант “Asteroid-Comet Continuum”) введен в [15], популярном изложении результатов работы [16]. Еще до появления в печати этих результатов, исходя из кометоподобной активности нескольких небольших астероидов, в том числе двух членов динамического семейства Фемиды, делались предположения о присутствии льда на/близ поверхности этих тел. В [16] эти предположения были подтверждены для астероида 24 Фемиды с помощью спектральных инфракрасных наблюдений. Присутствие поверхностного льда на Фемиде было несколько неожиданным из-за относительно короткого времени существования открытого

льда на этом расстоянии (~3.2 а.е.) от Солнца. Тем не менее эти результаты хорошо согласуются с обнаружением у Фемиды сублимационно-пылевой активности в марте 2019 г. практически в точке перигелия [2]. В ряде работ (см., например, [17–19]) обсуждаются различные аспекты астероидно-кометного континуума. Историю вопроса можно проследить в недавнем обзоре [20].

В течение последнего десятилетия такие открытия стали почти рутинной и среди астероидов Главного пояса был выделен новый класс объектов – так называемые “активные астероиды” или “кометы Главного пояса” – КГП (см. исторический обзор в [20]). Это тела (их пока известно несколько десятков), у которых были зарегистрированы хотя бы один раз выраженные признаки кометной активности (образование комы или хвоста). Такая хорошо детектируемая активность может возникать, как правило, при столкновениях астероидов, ведущих к (частичной) дезинтеграции этих тел, или при интенсивной сублимации льдов, содержащихся в теле астероида и извлеченных на поверхность астероида вследствие удара. Обсуждаются и другие механизмы (см., [21]), но все они слабы и требуют для активации весьма специфических условий.

Как показано в [22–24], распространенной (хотя и относительно более слабой и не проявляющейся так явно, как у КГП) может быть сублимационно-пылевая активность астероидов примитивных типов, ведущая к образованию у них временной, достаточно разреженной ( $\tau \leq 0.5$ ) пылевой экзосферы, которая может быть обнаружена спектральным методом. Наблюдения активности астероидов проводились, главным образом, в области перигелия. Особый интерес представляет обнаружение одновременной сублимационной активности на нескольких астероидах примитивных типов: 145 Адеона, 704 Интерамния, 779 Нина, 1474 Бейра, 24 Фемида и 449 Гамбурга [2]. В этих работах сделано предположение, что наблюдавшееся формирование пылевой экзосферы у этих астероидов может быть обусловлено временной сублимацией  $H_2O$  льда, содержащегося в этих астероидах, который, по-видимому, выносится на поверхность вследствие частых столкновений с мелкими телами. Сублимация может происходить как в силу приближения астероида к Солнцу на перигелийном участке орбиты, так и вследствие солнечных вспышечных событий. Хотя такие события имеют спорадический и неизотропный характер, в случае их совпадения по пространственным параметрам и времени с наблюдаемыми астероидами, они могут влиять на поверхность астероидов, вызывая появление сублимационно-пылевой экзосферы и, соответственно, влияя на спектральные характеристики рассматриваемых объектов, как это было отмечено в [2] по результатам наблюдений трех одновре-

менно активных астероидов и численного моделирования их спектров отражения с использованием теории рассеяния света агрегатами частиц субмикронных размеров различного состава.

Как отмечалось выше, выброс пыли может быть обусловлен двумя основными механизмами: выбросом пыли при ударе (ударным механизмом) и уже описанным сублимационным (кометным) механизмом. Первый механизм более универсален, он не требует наличия льдов. Но образующаяся при ударе пылевая экзосфера астероида, состоящая из мелких пылевых частиц, быстро диссипирует, поэтому такие структуры обнаружить не так просто. По нашему мнению, чтобы выяснить относительный вклад этих механизмов в сублимационно-пылевую активность астероидов, эти механизмы нужно сравнивать на количественном уровне. Это основная задача данной работы.

Для решения этой задачи нужно получить количественные оценки (ответы), рассмотрев следующие вопросы:

1. Частота столкновений астероидов в ГПА.
2. Параметры кратеров (выбросов), образующихся при столкновениях. Частота столкновений с энергией, превышающей критическое значение, т.е. значение энергии, необходимой для выброса при ударе достаточного количества пыли или для вскрытия льдосодержащих слоев достаточной площади.
3. Согласие полученных теоретических оценок частоты событий с наблюдениями конкретных астероидов с проявлениями сублимационно-пылевой активности.

В разделе 2 описаны методика и результаты, полученные при поиске ответа на вопрос 1. Раздел 3 посвящен результатам исследований по вопросу 2. В разделе 4 получены закономерности применения к конкретному астероиду с сублимационно-пылевой активностью 145 Адеона. Выводы приведены в разделе 5.

## 2. ЧАСТОТА И СКОРОСТИ СТОЛКНОВЕНИЙ АСТЕРОИДОВ В ГПА

Столкновения астероидов в ГПА – постоянно протекающий процесс, влияющий на формирование спектра размеров (масс) астероидов и их орбитальную эволюцию. Столкновительная эволюция населения астероидов рассматривалась многими авторами (см., например, [25–27]). Такие исследования весьма важны для понимания многих аспектов происхождения и эволюции Солнечной системы и, в частности, ГПА. Но в контексте поставленной в данной работе задачи эволюционный аспект не столь важен, нам нужно знать фактический темп столкновений между астероидами различных размеров в нашу эпоху.

Прямых наблюдений таких событий мало. Зафиксировать столкновение – это элемент случайной наблюдательной удачи, примером которой является объект P/2010 A2. Сразу после открытия 6 января 2010 г. на наземном телескопе LINEAR и выполненных вскоре наблюдениях на телескопе им. Хаббла этот необычный объект рассматривался либо как представитель нового на тот момент динамического класса КГП, либо как проявление столкновения двух астероидов семейства Флоры. Вторая интерпретация получила признание [28]. Но, конечно, оценки темпа столкновений объектов в ГПА основаны не на таких редких наблюдениях, а на теоретических моделях.

Базовая аналитическая теория для расчета частоты и скорости столкновений была разработана в работах [29] и [30] и применялась многими исследователями в последующие годы (см., например, [31–33]). В качестве альтернативы различные авторы (см., например, [33, 34] и ссылки в обзоре [35]) используют прямой численный подход, основанный на интегрировании орбит астероидов за достаточно длительный промежуток времени. Полученное распределение количества сближений и взаимных скоростей при сближениях может быть использовано для определения вероятности столкновений и характерных скоростей ударов.

Среднее количество столкновений  $N_{\text{col}}$  между астероидом-мишенью радиусом  $r_t$  и астероидами-ударниками радиусом, превышающим значение  $r_p$ , за время  $\Delta t$  принято оценивать по формуле вида (см., например, [35, 36]):

$$\langle N_{\text{col}}(>r_p) \rangle = \langle P_i \rangle (r_t + r_p)^2 \Delta t N_p(>r_p), \quad (1)$$

где  $N_p(>r_p)$  – количество астероидов-ударников, радиус которых превышает значение  $r_p$ , а  $P_i$  – средняя внутренняя вероятность столкновения между мишенью и населением ударников. Формула применима при условии  $r_p \ll r_t$ .  $P_i$  обычно измеряется в единицах  $\text{км}^{-2} \text{год}^{-1}$ . Можно рассматривать  $P_i$  для конкретных ансамблей. Такие расчеты проведены в [37]. Значения  $P_i$  для вероятности столкновений между астероидами, входящими в разные зоны ГПА, варьируются от  $0.35 \times 10^{-18} \text{ км}^{-2} \text{год}^{-1}$  для столкновений между астероидами внешней зоны (зоны Кибелы, со значениями большой полуоси 3.3–3.51 а.е.) и астероидами внутренней зоны (2.1–2.5 а.е.) до  $11.98 \times 10^{-18} \text{ км}^{-2} \text{год}^{-1}$  для столкновений между астероидами внутренней зоны. Для астероидов средней зоны (2.5–2.823 а.е.), куда входит обсуждаемый в разделе 4 астероид Адеона (большая полуось 2.67 а.е.), общая вероятность столкновения с астероидами всех зон по результатам [37] оценена как  $21.5 \times 10^{-18} \text{ км}^{-2} \text{год}^{-1}$ .

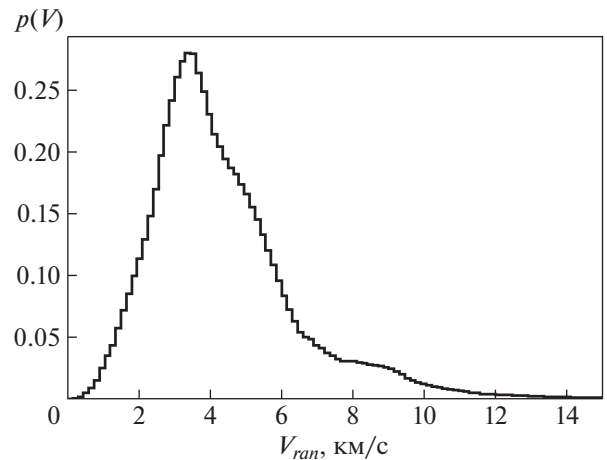


Рис. 1. Распределение случайных скоростей  $V_{\text{ran}}$ , рассчитанных по формуле (2), для астероидов ГПА.

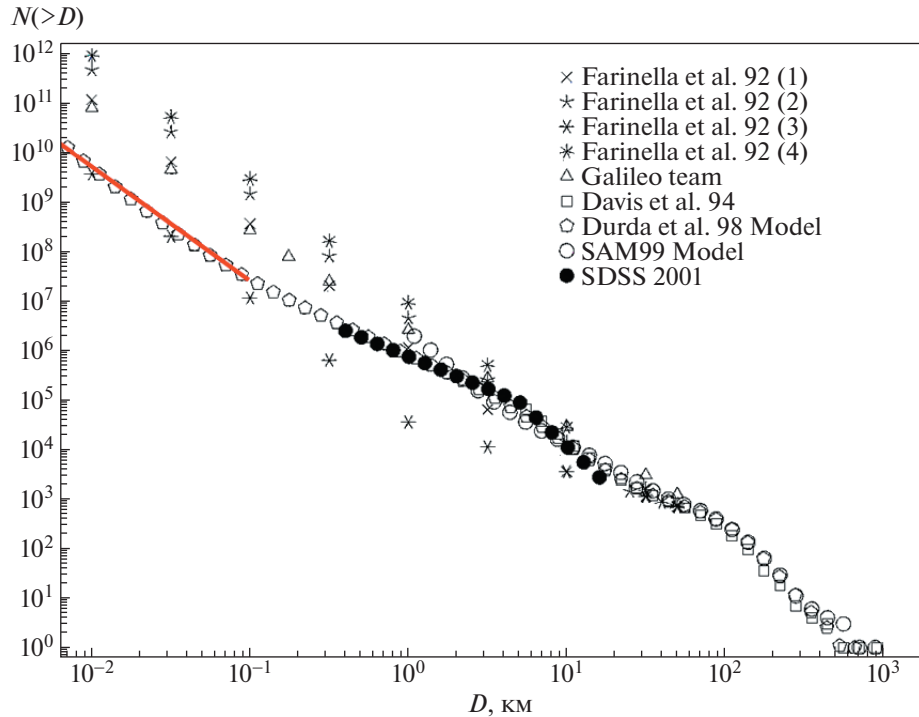
Понятно, что для оценки числа достаточно эффективных столкновений нужно знать распределение астероидов как по размерам, так и по скоростям сближений, т.е. по энергиям. “Достаточно эффективное” – означает, что в результате столкновения из астероида-мишени будет выброшено достаточное количество пыли для проявления в наблюдениях или на астероиде-мишени будут обнажены подповерхностные (льдосодержащие) слои на достаточно большой площади. Для оценки скоростей сближений можно воспользоваться оценкой случайных (по отношению к круговому движению) скоростей. Согласно [38] случайная скорость  $V_{\text{ran}}$  оценивается из

$$V_{\text{ran}} = (e^2 + i^2)^{1/2} V_{\text{кеп}}, \quad (2)$$

где  $V_{\text{кеп}}$  – кеплерова скорость,  $e$  – эксцентриситет и  $i$  – наклонение орбиты (в радианах). Среднеквадратичное значение случайных скоростей для ГПА в целом составляет около 4.8 км/с. Эта оценка хорошо согласуется с результатами динамического моделирования (численной модели сближений астероидов ГПА), представленными в [37].

Однако знание только лишь средней скорости сближения недостаточно для того, чтобы оценить последствия столкновений. Необходимо знать распределение скоростей. Чтобы выяснить форму этого распределения, мы выбрали из базы данных Центра малых планет (ЦМП) (<https://minorplanetcenter.net/>) данные об элементах орбит 1 178 752 астероидов ГПА и по формуле (2) определили соответствующие значения  $V_{\text{ran}}$ . Распределение  $p(V)$  (относительного количества астероидов в интервалах скорости 1 км/с с центром на значении  $V_{\text{ran}}$ ) показано на рис. 1.

Для оценки эффективности удара нужно знать не только скорость, но и размер (массу) ударника.



**Рис. 2.** Кумулятивное распределение астероидов ГПА по размерам (диаметру  $D$ ). Красной прямой аппроксимировано модельное распределение астероидов  $N(>D) \propto D^{-2.3}$  для значений  $D < 100$  м.

Для статистических целей важно знать распределение астероидов по размерам и особенно астероидов малых размеров, которые рассматриваются нами как потенциальные ударники. Обычно используют кумулятивную форму распределения  $N(>D)$ , т.е. число астероидов диаметром, превышающим данное значение  $D$ . Поскольку полнота наблюдений (обнаружений) астероидов ГПА в настоящее время достигнута только для астероидов диаметром  $D > 2$  км, для более мелких астероидов распределение по размерам остается предметом моделирования. Обычно распределение задают в степенном виде  $N(>D) \propto D^{-q}$ . До сих пор задача построения более-менее общепринятого распределения в этом диапазоне остается нерешенной и разнообразие моделей, к сожалению, означает разнообразие результатов. Согласно табл. 1 из [39] для астероидов меньшего размера у различных авторов  $q$  может принимать значения от 1.1 до 4.4! В дальнейшем мы принимаем для оценок показанное на рис. 2 распределение, приведенное в классическом обзоре [40]. Распределение астероидов диаметром менее 100 м аппроксимировано красной прямой, для которой  $q = 2.3$  (конкретный вид зависимости  $N(>D) = 8.4 \times 10^{11} D^{-2.3}$ , где  $D$  измеряется в метрах). Интересно, что для астероидов, сближающихся с Землей, для всего диапазона  $D$  согласно [41] средний наклон распределения  $N(>D)$  такой же.

Мы ограничились диапазоном  $D = 1-100$  м. Количество астероидов  $N_0$  в этом диапазоне по принятой модели составляет  $8.4 \times 10^{12}$ . По предварительным оценкам в этом диапазоне размеров многие ударники имеют кинетическую энергию, достаточную для выброса значительного количества пыли при ударе или вскрытия льдосодержащих слоев.

### 3. ЧАСТОТА СТОЛКНОВЕНИЙ С ЭНЕРГИЕЙ, ПРЕВЫШАЮЩЕЙ КРИТИЧЕСКУЮ, И ПАРАМЕТРЫ ОБРАЗУЮЩИХСЯ КРАТЕРОВ

Мы рассматриваем два основных пути появления пылевого вещества в окрестности астероида-мишени вследствие удара: 1) ударный механизм: выброс пыли при ударе и 2) кометный механизм: кометоподобная активность вскрытой при ударе льдосодержащей поверхности, когда астероид приближается к Солнцу на достаточное расстояние. Существенное различие этих вариантов состоит в том, что столкновение астероидов и соответствующие такому столкновению проявления происходят на любом участке орбиты. А вот кометобразная активность наиболее выражена в области перигелия. В [2, 24] и в других работах сублимационно-пылевая активность ряда астероидов отмечена на перигелийном участке орбиты,

что может означать, что эта активность обусловлена именно кометным механизмом, т.е. выбросом пылевых частиц с поверхности льдосодержащих слоев. Однако поскольку на других участках орбит спектральные наблюдения, позволяющие обнаружить разреженную пылевую экзосферу, вызванную сублимацией льдов [2], не проводились, назвать это предположение самым естественным нельзя, поскольку не исключено, что частота соударений с выбросом достаточного количества пыли при ударе относительно велика и статистически ударный механизм также пригоден для объяснения наблюдений. Собственно, это и есть основной предмет выяснения в данной работе.

Обсудим сначала параметры, от которых зависят диаметр и глубина образовавшегося при ударе кратера и, соответственно, количество выброшенной пыли. В наиболее общем и простом представлении размеры кратера зависят от характеристик ударника (размера, плотности, скорости удара), от характеристик астероида-мишени (плотности и прочности поверхностных слоев и силы тяжести на поверхности), а также от геометрических условий удара (угла соударения). В серии работ [42–44] проведен анализ законов масштабирования процессов кратерообразования. Придерживаясь изложенных в этих работах положений, рассмотрим два основных режима: образование кратеров на крупных телах, где существенную роль играет сила гравитации мишени (gravity-dominated, гравитационный режим), и образование кратеров на (относительно малых) телах, где роль гравитации по сравнению с ролью прочности верхних слоев мишени менее существенна (strength-dominated, прочностной режим). Обсудим различие между этими режимами подробнее, поскольку для оценки параметров образующихся ударных кратеров нам придется обосновать применение того или иного варианта.

В [42] приведен анализ условий реализации обсуждаемых режимов кратерообразования для Земли. Прочность поверхностных земных пород (обозначена  $Y$ ) лежит в диапазоне от менее 0.01 МПа до десятков МПа и более (для монолитных камней без трещин). В дальнейшем под прочностью  $Y$  мы будем понимать ее существенную для мелкодисперсных сред (например, реголита) составляющую – когезионную прочность (когезию). С другой стороны, литостатическое (геостатическое) давление, определяемое весом столба вышележащих горных пород, обусловленное гравитационным полем Земли, при углублении на каждый метр растет на 0.03 МПа. Для земной почвы, состоящей из незатвердевшей глины ( $Y \approx 0.1$  МПа), можно оценить, что если характерный размер области удара (размер ударника) менее  $\sim 1$  м, то роль гравитационного поля можно пренебречь. Согласно [42] условие разграничения режимов  $Y = \rho \times g \times l$ , где  $\rho$  – плотность по-

роды,  $g$  – ускорение силы тяжести,  $l$  – характерный линейный масштаб (размер ударника). Если  $Y/(\rho \times g \times l) > 1$ , реализуется прочностной режим, если наоборот – гравитационный режим (см. о сравнении двух режимов в [45]). Приведем несколько примеров. Для лунного реголита когезия составляет 0.1–1 кПа [46], для аналогов верхних слоев марсианской почвы  $\sim 1$  кПа [47]. В [48] проведен обзор свойств марсианской почвы. Механическая прочность для разных участков составила 1–15 кПа. И в случае Луны, и в случае Марса для ударников размером более  $\sim 1$  м реализуется гравитационный режим. Для реголита астероида 162173 Югу прогнозировалось значение  $Y \sim 0.1$  кПа, а ускорение силы тяжести на его поверхности примерно в 8000 раз меньше земного [49]. Так что, как ожидалось, ударный кратер, образовавшийся в проведенном на Югу эксперименте, должен был быть ограничен по размеру поверхностной прочностью, т.е. реализоваться прочностной режим. Однако в [50] по результатам видеофиксации процесса образования кратера сделан вывод, что все-таки характеристики кратера лучше согласуются с гравитационным режимом. Для того, чтобы в образовании кратера на Югу доминировала сила тяжести, эффективная прочность мишени должна быть менее 1.3 Па. Материалы почти без когезии, такие как песок, могут удовлетворить этому условию, так что поверхность Югу должна состоять из похожего на песок материала. Этот краткий экскурс приведен для того, чтобы показать, что, несмотря на общие правила масштабирования, в каждом конкретном случае нужно рассматривать свойства ударника и мишени.

Почти все изученные в работах [2, 24] астероиды имеют размеры  $\sim 100$  км и характерное ускорение свободного падения порядка 0.01 земного, так что ожидается, что при образовании ударных кратеров из-за столкновения с ударниками размером менее  $\sim 10$  м и при  $Y \sim 1$  кПа и более выполняются условия прочностного режима. Размеры таких кратеров (диаметр кратера  $D_c$ ) можно оценить с использованием следующего выражения для размера переходного кратера [51]:

$$D_c = 2.06 r_p \left( \frac{\rho_t V_p^2}{Y} \right)^{0.205} \left( \frac{\rho_p}{\rho_t} \right)^{0.40} (\cos \theta)^{0.34}, \quad (3)$$

где  $r_p$  и  $V_p$  – радиус и скорость ударника,  $\rho_t$  и  $\rho_p$  – плотности астероида-мишени и ударника соответственно. Если выполняется условие гравитационного режима образования кратера, то согласно [51] (см. также близкие выражения в [42, 52]):

$$D_c = 2.06 r_p^{0.83} g^{-0.17} V_p^{0.34} \left( \frac{\rho_p}{\rho_t} \right)^{0.332} (\cos \theta)^{0.44}, \quad (4)$$

где  $g$  – ускорение свободного падения на мишени,  $\theta$  – угол падения, измеренный от зенита. Среднее значение  $\theta$  для нормальной составляющей (ответственной за кратерообразование) в изотропном распределении скоростей составляет  $45^\circ$ .

Массу  $M_c$  выброшенного из кратера вещества можно оценить, предполагая коническую структуру кратера:  $M_c = \pi/12 \times D_c^2 \times h_c \times \rho_t$ , где  $h_c$  – глубина кратера. Для Земли глубина кратера связана с диаметром весьма простым соотношением  $h_c/D_c = 0.18$  [52]. Это отношение можно использовать для предварительной оценки глубины свежих кратеров и на других телах, хотя согласно данным наблюдений отмечается довольно существенный разброс. Наблюдения ансамблей кратеров примерно одного возраста на одном и том же астероиде дают разброс, обусловленный прежде всего различием свойств различных участков поверхностей. Для 101955 Бенну  $h_c/D_c = 0.06–0.27$  [53]. В [54] показано, что среднее значение, стандартное отклонение и наблюдаемый диапазон  $h_c/D_c$  для всего набора кратеров на Югу составляют 0.09, 0.02 и 0.03–0.15 соответственно. Согласно [55] распределение  $h_c/D_c$  для ансамбля из примерно 500 кратеров в диапазоне размеров от 3 до 63 км на астероиде 4 Веста соответствует распределению по Гауссу в диапазоне 0.05–0.4 с максимумом 0.18. Широкое распределение наблюдается для кратеров, меньших 30 км, в то время как для более крупных кратеров распределение имеет вид довольно узкого пика, центрированного на 0.18.

Естественен вопрос о том, каковы должны быть диаметр и глубина кратера, чтобы было выброшено достаточное количество пыли или чтобы площадь обнаженной льдосодержащей поверхности была достаточной для проявления заметной сублимационной активности. Понятно, что если толщина коры равна  $h$ , то для достижения льда под корой нам нужно, чтобы соблюдалось условие  $h_c \geq h$ . Толщина пылевой коры у комет может меняться в довольно широких пределах. По результатам космического эксперимента Deep Impact на поверхности кометы 9P/TEMPEL1 толщина пылевой мантии оценивается в 1–2 м, в которой преобладают компактные пылевые агрегаты размером более десятков микрометров [56]. Толщина пылевой мантии на ядре кометы 67P/Чурюмова-Герасименко может быть до 10 см [57, 58]. Скорее всего, для активных астероидов (спящих комет) толщина пылевой мантии должна быть не меньше нескольких метров. Как следует из обсуждения во Введении, глубина поверхностной коры, под которой льды, если они там были, сохраняются практически при любых условиях, составляет примерно 10 м. Таким образом, ударник, образующий кратер диаметром 50–100 м, пробивает корку толщиной 10 м.

Для любого выбранного астероида-мишени (т.е. объекта с фиксированными значениями  $Y$ ,  $g$  и  $\rho_t$ ) выражение (3) и (4) можно преобразовать к виду,

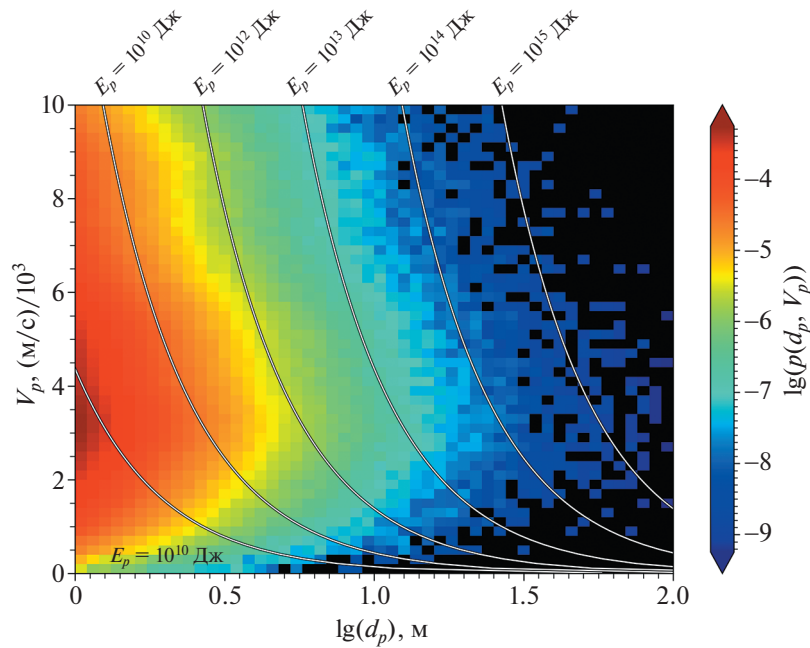
$$D_c \propto r_p^{0.385} E_p^{0.205} \quad \text{и} \quad D_c \propto r_p^{0.320} E_p^{0.17}, \quad (5)$$

где  $E_p$  – кинетическая энергия ударника. Видно, что самая сильная зависимость диаметра кратера – это зависимость от энергии ударника. Можно ввести понятие критического диаметра  $D_{c, \text{crit}}$ , т.е. значения  $D_c$ , обеспечивающего площадь вскрытой льдосодержащей поверхности, достаточную для заметного проявления кометной активности, и соответствующей критической энергии  $E_{p, \text{crit}}$ , т.е. кинетической энергии ударника, для которой  $D_c = D_{c, \text{crit}}$ . Можно аналогично ввести  $D_{c, \text{crit}}$  для ударного механизма. Оценки критических значений  $D_{c, \text{crit}}$  и  $E_{p, \text{crit}}$  будут рассмотрены ниже.

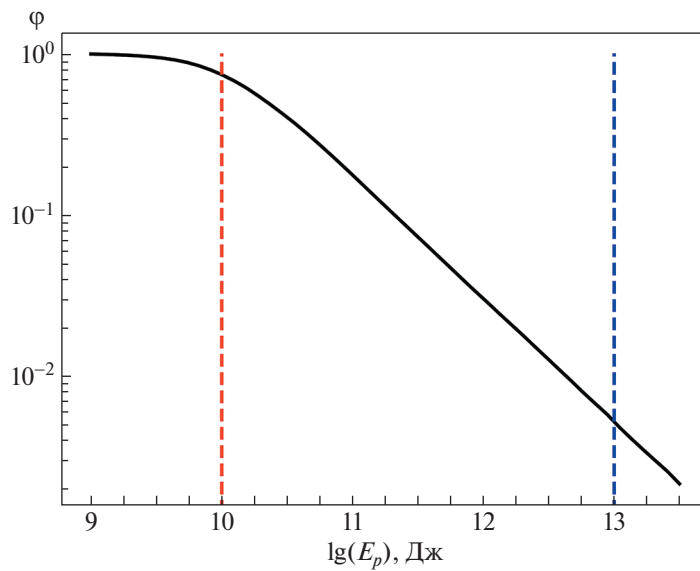
Вопрос о частоте достаточно эффективных столкновений в контексте данной статьи таким образом сводится к вопросу о частоте столкновений с ударниками, кинетическая энергия которых превышает  $E_{p, \text{crit}}$  для данного астероида-мишени. На рис. 3 показано распределение небольших (диаметр  $d_p < 100$  м) астероидов ГПА по размерам и скоростям. Распределение по размерам этих астероидов получено по модели (показано красной линией на рис. 2). Распределение относительных скоростей представлено на рис. 1. По этой информации получено распределение (точнее плотность распределения) астероидов по диаметру и относительной скорости  $p(d_p, V_p)$ .  $p(d_p, V_p)$  – это нормированное (деленное на  $N_0$ ) количество астероидов в ячейке размером  $1 \text{ м} \times 1 \text{ м/с}$ , центрированной на значения  $d_p, V_p$ . Это распределение показано на рис. 3. Показаны изолинии для некоторых заданных значений кинетической энергии ударников. Интегрируя  $p(d_p, V_p)$  по области справа от этих линий, получаем оценку доли  $\phi(>E)$  астероидов с энергией больше заданной. Проверочное интегрирование по всему диапазону параметров, естественно, дает 1. Понятно, что  $\phi$  является функцией  $E$  и меняется от 1 (при предельно малом  $E$ ) до 0 при предельно большом значении  $E$ . На рис. 4 показан вид функции  $\phi$ . Показаны линии, на которых значение кинетической энергии ударника равно  $E_{p, \text{crit}} = 10^{10}$  Дж и  $10^{13}$  Дж. Обоснование выбора этих значений  $E_{p, \text{crit}}$  см. в разделе 4.

Напомним, что согласно модели (см. обсуждение рис. 2) число астероидов в диапазоне диаметров 1–100 м составляет  $N_0 = 8.4 \times 10^{11}$ , а общее количество астероидов, имеющих энергию выше критической,  $N_{p, \text{crit}} = \phi N_0$ . Теперь, для конкретного астероида-мишени мы можем по аналогии с (1) определить темп столкновений с астероида-





**Рис. 3.** Распределение  $p(d_p, V_p)$  потенциальных ударников по размерам и скоростям. Показаны изолинии некоторых значений кинетической энергии ударников.



**Рис. 4.** Доля  $\phi$  астероидов с (кинетической) энергией, превышающей значение  $E_p$ . Красной штриховой линией отмечено значение критической энергии  $E_{p, \text{crit}} = 10^{10}$  Дж. Синей штриховой линией отмечено значение критической энергии  $E_{p, \text{crit}} = 10^{13}$  Дж (пояснения в тексте).

ми-ударниками, для которых выполняется условие  $E > E_{p, \text{crit}}$ , из выражения

$$N_{\text{col}}(>E_{p, \text{crit}}) = \langle P_i \rangle \pi r_i^2 N_{p, \text{crit}} = \langle P_i \rangle \pi r_i^2 \phi N_0. \quad (6)$$

В следующем разделе проведены оценки частоты критических столкновений для конкретного астероида.

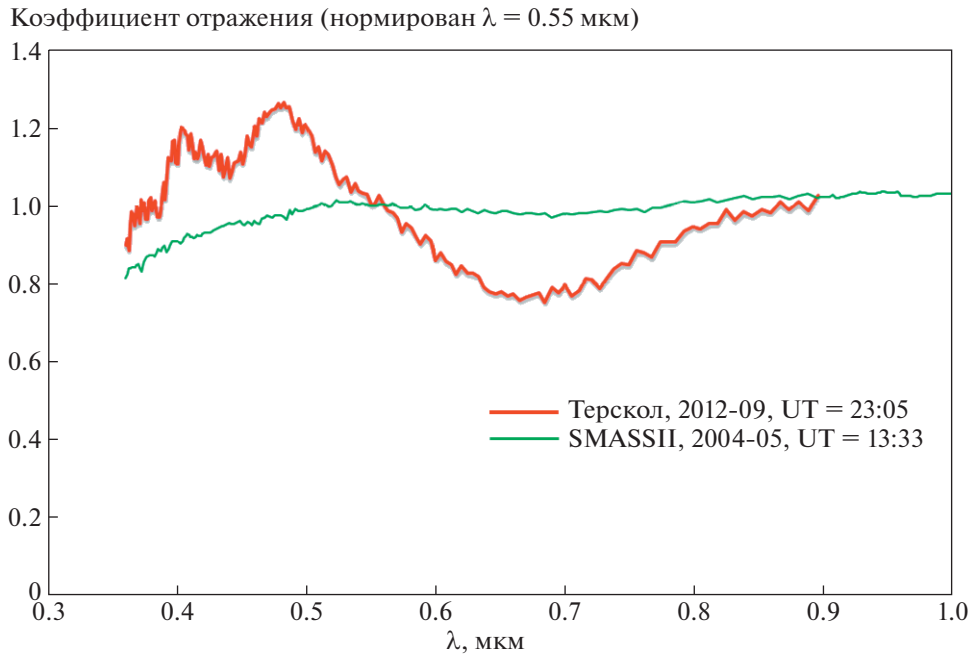


Рис. 5. Нормированный спектр отражения астероида 145 Адеона в период проявления активности (красная линия) и без признаков активности в 2004 г. (зеленая линия). Ссылки в тексте.

#### 4. О ЧАСТОТЕ ПРОЯВЛЕНИЙ СУБЛИМАЦИОННО-ПЫЛЕВОЙ АКТИВНОСТИ АСТЕРОИДОВ: ПРИМЕР — 145 АДЕОНА

Рассмотрим приложение результатов проведенного в разделах 2 и 3 анализа на конкретном примере астероида 145 Адеона таксономического класса С. По данным [59] диаметр этого астероида  $D_t = 144$  км, плотность  $\rho_t = 1520$  кг/м<sup>3</sup>, альbedo 0.048. Наличие сублимационно-пылевой экзосферы у астероида Адеона было обнаружено в сентябре 2012 г. за 1 год (или  $\sim 0.25$  периода обращения) до прохождения перигелия [1]. Повышение отражательной способности Адеоны в сентябре 2012 г. по сравнению с ее спектром отражения в 2004 г. (SMASSII) составило: в полосе В (рассчитана свертка среднего спектра отражения астероида с функцией пропускания этой полосы) — 21.7%, во всем видимом диапазоне (0.38–0.77 мкм) — 12.5%, и в более широком диапазоне (0.38–1.65 мкм) — около 0.5%. Хотя вклад отражения от пылевой компоненты, как правило, оценивают по полосе R, использование полосы В для такой оценки позволило показать на качественном уровне преобладание мельчайших ледяных частиц в сублимационно-пылевой экзосфере 145 Адеоны.

По форме спектра отражения астероида можно отметить, что в 2004 г. у астероида отсутствовала пылевая экзосфера, а в период наблюдений 2012 г. (совпавшем с максимумом солнечной актив-

ности) она у него была. На рис. 5 представлен нормированный (на 0.55 мкм) спектр отражения астероида 145 Адеона (когда он был в активном состоянии). Спектр получен в сентябре 2012 г. в обсерватории на пике Терскол с помощью 2-м телескопа со спектрографом низкого разрешения ( $R \sim 100$ ) [1]. Для сравнения также приведен спектр Адеоны, полученный в мае 2004 г., когда астероид был в неактивном состоянии (спектр взят из базы данных SMASSII <http://smass.mit.edu/data/smass/smass2/a000145.spfit.2.txt>).

Для дальнейшего рассмотрения введем фактор  $\gamma$  изменения освещенности, создаваемой на Земле астероидом в видимой части спектра, вследствие выброса пыли и образования отражающей пылевой экзосферы. Как отмечено выше, для Адеоны в оптическом диапазоне, включающем ближний ИК-диапазон,  $\gamma \approx +0.1$ . Это означает, что в околоастероидное пространство должно быть выброшено количество твердых частиц, обеспечивающих увеличение световой энергии в оптическом диапазоне, отраженной системой “астероид+пылевая экзосфера”, в  $(1 + \gamma)$  раз.

Рассмотрим оба упоминавшихся выше варианта механизма появления пылевого вещества в окрестности астероида-мишени: 1) выброс при ударе и 2) кометоподобная активность вскрытых при ударе льдосодержащих слоев.

Проведем простую оценку массы выброса в ударном механизме, исходя из изменения оптических характеристик объекта. Введем понятие

оптического сечения астероида как величины, равной произведению геометрического сечения астероида на его отражающую способность (альбедо), т.е.  $0.25\pi D_t^2 A_t$ , где  $D_t$  – диаметр астероида,  $A_t$  – альbedo его поверхности. В качестве альbedo планет, астероидов и т.д. обычно берут геометрическое альbedo. Оптическое сечение ансамбля пылинок вычислим в предположении, что оно равно сумме оптических сечений пылинок, т.е. сумме геометрических сечений пылинок, умноженной на отражательную способность  $A_d$  пылевых частиц. Поскольку мы имеем дело с мелкими частицами (размер соизмерим с длиной волны), то понятие геометрического альbedo в обычном смысле здесь уже неприменимо. Для таких объектов при выполняющихся в нашей задаче условиях (согласно [60] это – малая оптическая толщина пылевого слоя (меньше 0.3) и “независимость” частиц, т.е. достаточно большое расстояние между частицами (больше 3 размеров частицы)) можно для расчета отраженного от пылевого облака потока излучения использовать оценки альbedo однократного рассеяния и неизотропности (асимметрии) рассеяния. И альbedo, и фактор асимметрии существенно зависят от размеров и оптических свойств частиц. Согласно [61] типичное значение альbedo для отражающих пылевых туманностей (основной вклад вносят пылинки размером  $\sim 0.1$  мкм) в оптическом диапазоне  $\sim 0.6$ . Среднее значение фактора асимметрии также близко к 0.6, т.е. межзвездные частицы рассеивают преимущественно вперед. Для мелкой пыли (радиус частицы 0.08 мкм) в протопланетных дисках альbedo в оптическом диапазоне  $\sim 0.4$ , фактор асимметрии  $\sim 0.2$  [62]. Для кометной пыли отражающую способность часто считают такой же, как у ядра кометы (т.е. низкую на уровне  $\sim 0.05$ ), однако в [63] показано, что коэффициент отражения кометной пыли может быть в несколько раз больше стандартного. В целом отметим, что расчет  $A_d$  – непростая задача, мы планируем заняться ее решением позже. А пока используем параметрический подход, рассматривая отношение  $A_d/A_t$  как параметр. Как показал предварительный анализ, для дальнейшего рассмотрения можно принять, что значения  $A_d/A_t$  лежат в диапазоне 1–3.

В дальнейшем принимаем, что частицы распределены по закону  $N(a) \propto a^{-n} da$ , где  $a$  – радиус частицы. Дальнейшее рассмотрение выполнено в предположении, что  $n = 4$ . “Философское” обоснование такого распределения и обзор некоторых наблюдений см. в [64]. Определенную поддержку “философского” обоснования можно найти и в других работах. Например, в [65] по наблюдениям кометы 67P/Чурюмова-Герасименко получено, что  $n = 4$  для крупных частиц и принимает меньшие значения для мелких частиц. Отметим, однако, что на мелких частицах намного сильнее про-

являются динамические эффекты, искажающее начальное (в момент ухода из ядра кометы) распределение по размерам (см. [66]).

Общую площадь  $S_d$  оптического сечения всех пылинок в диапазоне размеров  $a_{\min} - a_{\max}$  при  $a_{\min} \ll a_{\max}$  можно найти из выражения

$$S_d = C \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} a^{-4} A_d \pi a^2 da = C A_d \frac{\pi}{a_{\min}}. \quad (7)$$

Интервал рассматриваемых размеров частиц  $a_{\min} - a_{\max}$  зададим из следующих соображений. Спектральные особенности в спектрах астероидов с сублимационно-пылевой активностью свидетельствуют о том, что в период активности в экзосфере астероидов появляется значительное количество именно мелкой пыли. Из выражения (7) видно, что основной вклад в  $S_d$  дают мелкие (параметр  $x = 2\pi a/\lambda \approx 1$ ), но не очень мелкие ( $x \ll 1$ ) пылинки. Очень мелкой пыли много и ее общая площадь значительна, но поскольку размеры таких пылинок существенно меньше длины волны, эффективность рассеяния на них в видимом диапазоне спектра очень мала (см., например, [67]) и вкладом этого компонента пыли в оптике можно пренебречь. Таким образом, приемлемая оценка для размеров мелкой пыли  $a_{\min} = 0.1$  мкм. Для  $a_{\max}$  достаточным приближением является значение 0.5 м (соответствует минимальному размеру ударника, см. ниже). Согласно (7) крупные частицы практически ничего не вносят в площадь оптического сечения ансамбля пылинок. Да и зависимость (7) от  $a_{\max}$  слабая, так что результаты мало зависят от выбора этого параметра.

Оценим массу выброшенной пыли  $M_d$ , необходимую для того, чтобы обеспечить заданное отношение  $\gamma$  общей площади оптического сечения пылинок к площади оптического сечения астероида. Из соотношения  $S_d = \gamma \times 0.25\pi A_t D_t^2$  найдем  $C$ :

$$C = \frac{1}{4} \gamma \frac{A_t}{A_d} D_t^2 a_{\min}$$

и затем

$$M_d = C \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} a^{-4} \frac{4}{3} \pi a^3 \rho_t da = \frac{\pi}{3} \gamma \frac{A_t}{A_d} D_t^2 a_{\min} \rho_t \ln \left( \frac{a_{\max}}{a_{\min}} \right). \quad (8)$$

Приняв  $A_d/A_t = 1/3$ , по формуле (8) получим для Адеоны  $M_d \approx 1695$  т. Кстати, если бы вся пыль была одного размера ( $a = 0.1$  мкм), то хватило бы лишь 86 т. Объем выброшенного вещества соответствует объему кратера конической формы диаметром 27.5 м и глубиной 5.5 м. Согласно (3) при принятом для Адеоны “среднемарсианском” значении  $Y = 5$  кПа получим, что для образования та-

кого кратера необходимо, например, соударение с ударником диаметром 1 м на скорости 4.5 км/с при плотности ударника  $2000 \text{ кг/м}^3$ . Кинетическая энергия такого ударника  $10^{10}$  Дж. Именно поэтому в разделе 3 мы задали значение критической энергии ударника  $10^{10}$  Дж.

Не все это вещество (1695 т) покидает астероид, т.к. крупные фрагменты могут вернуться на поверхность астероида под действием гравитации, но мелкие частицы, имеющие большие скорости разлета и дополнительное существенное воздействие солнечного излучения, улетают и образуют динамическую пылевую экзосферу астероида. Согласно предварительным расчетам, выполненным по аналогии с [66], временная шкала жизни такой экзосферы не превышает несколько суток.

Оценим темп соударений Адеоны с телами (ударниками), с кинетической энергией, превышающей  $10^{10}$  Дж. Для  $P_i = 21.5 \times 10^{-18} \text{ км}^{-2} \text{ год}^{-1}$  по формуле (6), получим, что Адеона испытывает  $\sim 0.28 \times \phi$  критических столкновений в год. Для  $E_{p, \text{crit}} = 10^{10}$  Дж из зависимости, показанной на диаграмме 4, получаем  $\phi = 0.75$  и окончательно имеем для Адеоны примерно 0.21 критических столкновений в год. Этот довольно высокий темп столкновений дает статистический аргумент в пользу ударного механизма. В ГПА около 300 крупных астероидов размером крупнее 100 км, и частота критических столкновений для каждого из таких астероидов составляет  $\sim 0.2$  и более в год, следовательно, в год критические столкновения испытывают как минимум несколько десятков объектов из этой группы астероидов. Заметим, что мы взяли минимальную оценку числа астероидов размером  $< 100$  м (см. рис. 2). Пока нет достаточных данных наблюдений, приходится опираться на модели, а по моделям, как видно из рис. 2, можно получить на порядок-два большее количество малых астероидов (потенциальных ударников). Отметим, что в работе [68] количество астероидов диаметром более 1 м оценено в  $10^{13}$ , т.е. более чем на порядок больше принятого нами. Поэтому частоту критических столкновений для каждого из крупных астероидов  $\sim 2$  и более в год нельзя считать нереалистичной. Для анализа частоты наблюдаемых проявлений обсуждаемой здесь активности астероидов важное значение имеет время жизни феномена активности. У астероида P/2010 A2 образовавшаяся вследствие удара обширная пылевая структура, состоящая из довольно крупных частиц, наблюдалась около года [28]. Рассматриваемая нами пылевая экзосфера состоит из мелких частиц (десятые доли мкм), она сохраняется в течение гораздо меньшего промежутка времени  $\Delta t$ . В течение этого промежутка астероид выглядит активным объектом. По предварительным расче-

там  $\Delta t \approx 0.01$  года. Тогда в каждый момент времени проявление текущей пылевой активности можно ожидать у нескольких объектов из ансамбля крупных астероидов. Эта оценка по порядку величины согласуется со статистикой наблюдений. Согласно предварительному анализу наблюдательных данных, полученных в Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ в период 12/21–03/22 [69], из  $\sim 50$  наблюдавшихся астероидов два проявили явные признаки активности, еще два – вероятные признаки.

Проведем аналогичную оценку частоты проявления активности крупных астероидов, приняв минимальное значение параметра  $A_d/A_t = 1$ . Поскольку необходимый объем пыли, выброшенной при ударе, увеличивается в три раза, нужны более энергичные, а значит и более редкие столкновения. Повторение выполненного выше расчета при  $A_t/A_d = 1$  показало, что частота столкновений с энергией, превышающей критическую, уменьшается примерно в 2 раза. Тем не менее и эта оценка все еще находится в допустимых (для столь скудной наблюдательной статистики) пределах.

Как отмечалось выше, в пользу кометного (сублимационного) механизма свидетельствует некоторая корреляция активности с положением на орбите в области перигелия. Количество перигелийных обращений, на которых астероид сохраняет активность, может быть больше одного (для Адеоны сублимационно-пылевая активность наблюдалась в трех прохождениях области перигелия [1, 24]). Рассмотрим сублимационный вариант несколько подробнее.

Оценим размер кратера, точнее площадь вскрытой ударом льдосодержащей поверхности, обеспечивающей кометный выброс пыли в околоастероидное пространство. Для этого нужно знать темп выброса пыли с такой поверхности. Наиболее подходящий аналог – кометы, у которых перигелийные расстояния близки к перигелийному расстоянию для Адеоны (2.28 а.е.) и, следовательно, условия инсоляции сходны. В [70, 71] приводятся данные о темпе потери пыли для десятка таких комет. Средний темп потери пыли варьируется от 2.1 кг/с для кометы 115P/Maury до 87.5 кг/с для кометы 81P/Wild 2. Пиковые значения темпа потери пыли (на перигелийном участке орбиты) на порядок выше. Если принять, что активна лишь половина площади ядра кометы (обычно доля активной площади много ниже, см. обсуждение а [66]), то удельный темп потери  $\dot{m}_d$  для этих комет в пиковом значении варьируется от 1 до  $30 \text{ кг с}^{-1} \text{ км}^{-2}$ .

Очень близкие параметры орбиты с орбитой Адеоны имеет активный астероид/комета P/2015 X6 [72]. Это небольшой астероид ( $D \approx 1$  км), который в пике активности терял пыль с темпом

1–1.6 кг/с. Кстати, в работе [72] предпочтение отдается сублимационному механизму из-за корреляции активности P/2015 X6 с его положением на перигелийном участке орбиты.

При обсуждении формулы (8) было сделано заключение, что для обеспечения увеличения потока отраженного от астероида Адеона видимого солнечного излучения на фактор  $\gamma$  нужно в экзосферу астероида выбросить около 90 тонн мелкой пыли. Поскольку характерное динамическое время существования пылевой экзосферы  $\sim 0.01$  г., темп выброса пыли должен быть  $\sim 0.3$  кг/с. При значениях удельного темпа потери пыли вследствие сублимации  $\dot{m} \approx 1\text{--}30$  кг с<sup>-1</sup> км<sup>-2</sup> площадь активной поверхности должна быть 0.3–0.01 км<sup>2</sup> и, соответственно, диаметр вскрытой поверхности (кратера) для обеспечения такого темпа должен быть довольно большим  $D_c \sim 0.62\text{--}0.13$  км. Для образования кратера “среднего” размера ( $D_c = 250$  м) ударник при скорости 4.5 км/с должен быть относительно крупным ( $r_p \approx 5$  м). Соответствующее значение критической энергии  $10^{13}$  Дж.

Теперь оценим темп соударений Адеоны с телами (ударниками), с кинетической энергией, превышающей  $10^{13}$  Дж. Как отмечалось выше, темп столкновений определяется значением фактора  $\phi$ . Из зависимости, показанной на рис. 4, получим  $\phi = 0.005$  и, соответственно, Адеона испытывает  $0.84 \times 10^{-3}$  таких критических столкновений в год. Это не так мало, если учесть, что длительность периода сублимации, т.е. период активности  $\Delta t \sim 1$  год (см. обсуждение в начале раздела 4). Так что, если все крупные ( $D > 100$  км) астероиды примитивных типов (их около 200) содержат подповерхностные льды, то можно ожидать, что в каждый данный момент один из этих астероидов находится в состоянии сублимационной активности. Пока что данных наблюдений недостаточно для получения уверенных статистических выводов. Нужны подтверждения в дальнейших наблюдениях.

## 5. ВЫВОДЫ

Выброс пыли при столкновениях астероидов в ГПА может быть обусловлен двумя основными механизмами: выбросом пыли при ударе (ударный механизм) и кометным механизмом, т.е. выбросом пылевых частиц в результате сублимации льдов с поверхности вскрытых при ударе льдосодержащих слоев. Мы рассмотрели и сравнили оба механизма. Поскольку оба из них активируются достаточно энергичными ударами (столкновениями) астероидов, мы оценили статистику таких столкновений.

Показано, что частота столкновений астероидов-ударников, обладающих достаточной кинетической энергией ( $10^{11}$  Дж) для выброса значи-

тельного (т.е. дающего заметные проявления в наблюдаемых спектрах) количества пыли, с астероидом-мишенью диаметром  $\sim 100$  км составляет  $\sim 2$  события в год. При характерном времени проявления пылевой активности, вызванной ударным механизмом,  $\sim 0.01$  года из примерно 300 астероидов ГПА диаметром более 100 км в любой момент времени несколько астероидов находится в активном состоянии. Это заключение согласуется с наблюдениями, хотя статистика активности пока еще накоплена недостаточная. Ключевым аспектом для уточнения этого заключения может стать долговременная программа регулярных наблюдений обсуждаемых астероидов.

Для обеспечения эффективности кометного механизма столкновения должны быть мощнее (характерная энергия  $10^{13}$  Дж), чтобы вскрывать льдосодержащие слои на достаточно большой площади. Показано, что этот механизм также может объяснить проявление сублимационно-пылевой активности астероидов ГПА, несмотря на меньшую частоту мощных столкновений. Если рассчитанная частота проявлений сублимационной активности крупных астероидов (в каждый момент времени  $\sim 1$  астероид в активном состоянии) будет подтверждена в дальнейших наблюдениях, то в этом случае многие (если не все) астероиды примитивных типов можно условно рассматривать как объекты промежуточного типа между классическими астероидами с высокотемпературным составом вещества и кометами, т.е. объектами, являющиеся важной составляющей астероидно-кометного континуума.

Полученные оценки существенно зависят от принятых в модели значений параметров: распределения астероидов по размерам  $N_0$  и  $q$ ; доли  $\gamma$ , на которую изменяется блеск астероида в заданном диапазоне длин волн; темпа выброса пыли  $\dot{m}_d$  в сублимационном варианте; от длительности  $\Delta t$  периода активности и, конечно, от физических и оптических свойств пыли. Здесь нужны дополнительные исследования. Важно получить ответы на следующие вопросы: как на количественном уровне связать наблюдаемые особенности спектров активных астероидов со следующими параметрами, в неполный список которых входят: размеры (распределение по размерам) пылинок, состав и оптические свойства пыли, геометрия расположения пыли при выбросе, динамическая эволюция пыли, единственность решения. Эти исследования запланированы.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность Е.В. Петровой за полезное обсуждение работы.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-12-00115.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. V. Busarev, S. I. Barabanov, V. S. Rusakov, V. B. Puzin, V. V. Kravtsov, *Icarus* **262**, 44 (2015).
2. V. V. Busarev, E. V. Petrova, T. R. Irmambetova, M. P. Shcherbina, S. I. Barabanov, *Icarus* **369**, 114634 (2021).
3. T. G. Sharp, P. S. de Carli, *Meteorites and the Early Solar System II* (edited by D. S. Lauretta and H. Y. McSween, 653, 2006).
4. J. N. Goswami, *New Astronomy Reviews* **48**, 125 (2004).
5. A. Ghosh, S. J. Weidenschilling, J. McSween, H. Y., A. Rubin, *Meteorites and the Early Solar System II* (edited by D. S. Lauretta and H. Y. McSween, 555, 2006).
6. T. J. McCoy, D. W. Mittlefehldt, L. Wilson, *Meteorites and the Early Solar System II* (edited by D. S. Lauretta and H. Y. McSween, 733, 2006).
7. N. Schorghofer, *Astrophys. J.* **682**, 697 (2008).
8. S. Sugita, R. Honda, T. Morota, S. Kameda, H. Sawada, E. Tatsumi, M. Yamada, C. Honda, Y. Yokota, T. Kouyama, et al., *Science* **364**, eaaw0422 (2019).
9. P. Farinella, C. Froeschle, C. Froeschle, R. Gonczy, G. Hahn, A. Morbidelli, G. B. Valsecchi, *Nature (London)* **371**, 315 (1994).
10. B. Gladman, P. Michel, C. Froeschl'e, *Icarus* **146**, 176 (2000).
11. R. V. Zolotarev, B. M. Shustov, *Astronomy Reports* **65**, 518 (2021).
12. H. Rickman, B. A. S. Gustafson, J. A. Fernández, *Asteroids, Comets, Meteors III* (edited by C. I. Lagerkvist, H. Rickman, B. A. Lindblad, 423, 1990).
13. A. V. Rusol, V. A. Dorofeeva, *Open Astronomy* **27**, 175 (2018).
14. A. Fitzsimmons, C. Snodgrass, B. Rozitis, B. Yang, M. Hyland, T. Secull, M. T. Bannister, W. C. Fraser, R. Jedicke, P. Lacerda, *Nature Astronomy* **2**, 133 (2018).
15. A. Whitchurch, *Nature Geoscience* **3**, 309 (2010).
16. H. Campins, K. Hargrove, N. Pinilla-Alonso, E. S. Howell, M. S. Kelley, J. Licandro, T. Mothé-Diniz, Y. Fernández, J. Ziffer, *Nature (London)* **464**, 1320 (2010).
17. G. Briani, A. Morbidelli, M. Gounelle, *Meteoritics and Planetary Science Supplement* **73**, 5241 (2010).
18. M. Gounelle, *European Planetary Science Congress, EPSC2012–220* (2012).
19. M. A. Barucci, P. Michel, *EPSC-DPS Joint Meeting 2019, EPSC–DPS2019–202* (2019).
20. D. Jewitt, H. H. Hsieh, arXiv e-prints arXiv:2203.01397 (2022).
21. D. Jewitt, H. Hsieh, J. Agarwal, *Asteroids IV* (221, 2015).
22. V. V. Busarev, S. I. Barabanov, V. B. Puzin, *Solar System Research* **50**, 281 (2016).
23. V. V. Busarev, S. I. Barabanov, M. P. Scherbina, V. B. Puzin, 48th Annual Lunar and Planetary Science Conference, 1919 (2017).
24. V. V. Busarev, M. P. Shcherbina, S. I. Barabanov, T. R. Irmambetova, G. I. Kokhirova, U. K. Khamroev, I. M. Khamitov, I. F. Bikmaev, R. I. Gumerov, E. N. Ir-tuganov, et al., *Solar System Research* **53**, 261 (2019).
25. A. F. Cheng, *Icarus* **169**, 357 (2004).
26. W. F. Bottke, M. Brož, D. P. O'Brien, A. Campo Bagatin, A. Morbidelli, S. Marchi, *Asteroids IV* (701, 2015).
27. W. F. Bottke, M. Jutzi, *Vesta and Ceres. Insights from the Dawn Mission for the Origin of the Solar System* (250, 2022).
28. D. Jewitt, H. Weaver, J. Agarwal, M. Mutchler, M. Drahus, *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts* **42**, 53.03 (2010).
29. E. J. Opik, *Proc. R. Irish Acad. Sect. A* **54**, 165 (1951).
30. G. W. Wetherill, *J. Geophys. Res.* **72**, 2429 (1967).
31. P. Farinella, D. R. Davis, *Icarus* **97**, 111 (1992).
32. J. D. Vedder, *Icarus* **131**, 283 (1998).
33. P. S. Zain, G. C. de Elía, R. P. Di Sisto, *Astron. and Astrophys.* **639**, A9 (2020).
34. M. Yoshikawa, T. Nakamura *Asteroids, Comets, Meteors* (LPI Contributions, vol. 810, p. 322, 1993).
35. *A. Campo Bagatin Asteroids, Comets, Meteors* (edited by D. Lazzaro, S. Ferraz-Mello, J. A. Fernández, vol. 229, pp. 335–350, 2006).
36. C. G. Díaz, R. Gil-Hutton, *Astron. and Astrophys.* **487**, 363 (2008).
37. H. Cibulková, M. Brož, P. G. Benavidez, *Icarus* **241**, 358 (2014).
38. M. Nagasawa, S. Ida, H. Tanaka, *Earth, Planets and Space* **53**, 1085 (2001).
39. J. Peña, C. Fuentes, F. Förster, J. Martínez-Palomera, G. Cabrera-Vives, J. C. Maureira, P. Huijse, P. A. Estévez, L. Galbany, S. González-Gaitán, et al., *Astron. J.* **159**, 148 (2020).
40. D. R. Davis, D. D. Durda, F. Marzari, A. Campo Bagatin, R. Gil-Hutton, *Asteroids III* (pp. 545–558, 2002).
41. M. Granvik, A. Morbidelli, R. Jedicke, B. Bolin, W. F. Bottke, E. Beshore, D. Vokrouhlicky, D. Nesvorny, P. Michel, *Icarus* **312**, 181 (2018).
42. K. A. Holsapple, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* **21**, 333 (1993).
43. K. Holsapple, I. Gliblin, K. Housen, A. Nakamura, E. Ryan *Asteroids III* (pp. 443–462, 2002).
44. A. I. Suzuki, C. Okamoto, K. Kurosawa, T. Kadono, S. Hasegawa, T. Hirai, *Icarus* **301**, 1 (2018).
45. T. J. Ahrens, S. G. Love, *Lunar and Planetary Science Conference* **27**, 1 (1996).
46. J. E. Colwell, S. Batiste, M. Horányi, S. Robertson, S. Sture, *Reviews of Geophysics* **45**, RG2006 (2007).
47. J. Hanley, M. T. Mellon, R. E. Arvidson, *Eighth International Conference on Mars* (LPI Contributions, vol. 1791, p. 1470, 2014).
48. N. E. Demidov, A. T. Bazilevskii, R. O. Kuz'min, *Solar System Research* **49**, 209 (2015).
49. K. Wada, M. Grott, P. Michel, K. J. Walsh, A. M. Barucci, J. Biele, J. Blum, C. M. Ernst, J. T. Grundmann, B. Gundlach, et al., *Progress in Earth and Planetary Science* **5**, 82 (2018).

50. *M. Arakawa, T. Saiki, K. Wada, K. Ogawa, T. Kadono, K. Shirai, H. Sawada, K. Ishibashi, R. Honda, N. Sakatani, et al.*, *Science* **368**, 67 (2020).
51. *K. A. Holsapple, K. R. Housen*, *Icarus* **187**, 345 (2007).
52. *H. J. Melosh*, *Impact cratering: a geologic process* (1989).
53. *R. T. Daly, E. B. Bierhaus, O. S. Barnouin, M. E. Perry, C. M. Ernst, E. E. Palmer, R. W. Gaskell, J. R. Weirich, H. C. M. Susorney, C. L. Johnson, et al.* *Asteroid Science in the Age of Hayabusa2 and OSIRIS-REx* (LPI Contributions, vol. 2189, p. 2030, 2019).
54. *R. Noguchi, N. Hirata, N. Hirata, Y. Shimaki, N. Nishikawa, S. Tanaka, T. Sugiyama, T. Morota, S. Sugita, Y. Cho, et al.*, *Icarus* **354**, 114016 (2021).
55. *J. B. Vincent, M. Hoffman, A. Nathues, H. Sierks, R. W. Gaskell, S. Marchi, D. O'Brien, P. Schenk, M. Fulchignoni, H. U. Keller, et al.*, 43rd Annual Lunar and Planetary Science Conference, 1415 (2012).
56. *S. Yamamoto, H. Kimura, E. Zubko, H. Kobayashi, K. Wada, M. Ishiguro, T. Matsui*, *Astrophys. J.* **673**, L199 (2008).
57. *M. Hoang, P. Garnier, J. Lasue, H. Réme, M. T. Capria, K. Altwegg, M. Läufer, T. Kramer, M. Rubin*, *Astron. and Astrophys.* **638**, A106 (2020).
58. *E. D. Rosenberg, D. Prialnik*, *Icarus* **201**, 740 (2009).
59. *P. Vernazza, M. Ferrais, L. Jorda, J. Hanuš, B. Carry, M. Marsset, M. Brož, R. Fetick, M. Viikinkoski, F. Marchis, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **654**, A56 (2021).
60. *H. C. van de Hulst*, *Light Scattering by Small Particles* (1957).
61. *K. D. Gordon*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series* **309**, 77 (2004).
62. *G. D. Mulders, M. Min, C. Dominik, J. H. Debes, G. Schneider*, *Astron. and Astrophys.* **549**, A112 (2013).
63. *E. Zubko, G. Videen, Y. Shkuratov*, 47th Annual Lunar and Planetary Science Conference, 1145 (2016).
64. *B. M. Shustov*, *INASAN Science Reports* **4**, 356 (2019).
65. *M. Fulle, F. Marzari, V. Della Corte, S. Fornasier, H. Sierks, A. Rotundi, C. Barbieri, P. L. Lamy, R. Rodrigo, D. Koschny, et al.*, *Astrophys. J.* **821**, 19 (2016).
66. *B. M. Shustov, R. V. Zolotarev*, *Astronomy Reports* **66**, 179 (2022).
67. *N. Ysard, A. P. Jones, K. Demyk, T. Boutéraon, M. Koehler*, *Astron. and Astrophys.* **617**, A124 (2018).
68. *W. F. Bottke, D. D. Durda, D. Nesvorný, R. Jedicke, A. Morbidelli, D. Vokrouhlický, H. F. Levison*, *Icarus* **179**, 63 (2005).
69. *M. P. Shcherbina, V. V. Busarev, M. A. Burlak, N. P. Ikonnikova*, *INASAN Science Reports* **7**, 93 (2022).
70. *F. J. Pozuelos, F. Moreno, F. Aceituno, V. Casanova, A. Sota, J. J. López-Moreno, J. Castellano, E. Reina, A. Diepvens, A. Betoret, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **568**, A3 (2014).
71. *F. J. Pozuelos, F. Moreno, F. Aceituno, V. Casanova, A. Sota, J. J. López-Moreno, J. Castellano, E. Reina, A. Climent, A. Fernández, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **571**, A64 (2014).
72. *F. Moreno, J. Licandro, A. Cabrera-Lavers, F. J. Pozuelos*, *Astrophys. J.* **826**, 137 (2016).

**ПОПРАВКА: СПУТНИКОВЫЕ МЕГАСОЗВЕЗДИЯ И ПРОБЛЕМА  
ТЕМНОГО И СПОКОЙНОГО НЕБА  
(АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, Т. 99, № 8, С. 694 (2022))**

© 2022 г. Б. М. Шустов<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup> *Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия*

*\*E-mail: bshustov@mail.ru*

Поступила в редакцию 20.10.2022 г.

Принята к публикации 20.10.2022 г.

**DOI:** 10.31857/S0004629922110172

Статья [1] нуждается в двух уточнениях.

1. В резюме с опечаткой указано название системы спутников Starlink.
2. В подразделе 3.1 неправильно указано название обзорного телескопа PASTURERS. Корректное название – Pan-STARRS.

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. *Б. М. Шустов*, Астрон. журн. **99**(8), 694 (2022).