# СОДЕРЖАНИЕ

# Том 46, номер 2, 2020

-

Спектроскопические измерения красных смещений скоплений галактик, обнаруженных по данным обзора обсерватории им. Планка	
И. А. Зазнобин, Р. А. Буренин, И. Ф. Бикмаев, И. М. Хамитов, Г. А. Хорунжев, А. Р. Ляпин, М. В. Еселевич, В. Л. Афанасьев, С. Н. Додонов, Р. А. Сюняев	79
Содержание <sup>7</sup> Ве в новой V5668 Sgr не противоречит теории	
Н. Н. Чугай, А. Д. Кудряшов	92
Удивительная переменность планетарной туманности IC $4997 = \mathrm{QV}~\mathrm{Sge}$	
В. П. Архипова, М. А. Бурлак, Н. П. Иконникова, Г. В. Комиссарова, В. Ф. Есипов, В. И. Шенаврин	100
Влияние столкновений с водородом на определение содержания титана в холодных звездах	
Т. М. Ситнова, С. А. Яковлева, А. К. Беляев, Л. И. Машонкина	122
Кинематика близких к Солнцу звезд типа Т Тельца из каталога Gaia DR2	
В. В. Бобылев	133
Об эволюции полос на динамических спектрах солнечных радиовсплесков II типа	
Ю. Т. Цап, Е. А. Исаева, Ю. Г. Копылова	147

## СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЙ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК, ОБНАРУЖЕННЫХ ПО ДАННЫМ ОБЗОРА ОБСЕРВАТОРИИ им. ПЛАНКА

© 2020 г. И. А. Зазнобин<sup>1\*</sup>, Р. А. Буренин<sup>1</sup>, И. Ф. Бикмаев<sup>2,3</sup>, И. М. Хамитов<sup>2,4</sup>, Г. А. Хорунжев<sup>1</sup>, А. Р. Ляпин<sup>1</sup>, М. В. Еселевич<sup>5</sup>, В. Л. Афанасьев<sup>6</sup>, С. Н. Додонов<sup>6</sup>, Р. А. Сюняев<sup>1,7</sup>

<sup>1</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Россия <sup>2</sup>Казанский федеральный университет, Казань, Россия <sup>3</sup>Академия наук Татарстана, Казань, Россия <sup>4</sup>Государственная обсерватория ТЮБИТАК, Анталья, Турция <sup>5</sup>Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия <sup>6</sup>Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия <sup>7</sup>Институт астрофизики общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия Поступила в редакцию 04.12.2019 г. После доработки 04.12.2019 г.; принята к публикации 05.12.2019 г.

Представлены результаты спектроскопических измерений красных смещений для скоплений галактик из каталога, полученного ранее по данным обзора всего неба обсерватории им. Планка, в сочетании с данными Слоановского обзора и обзора обсерватории *WISE* в оптическом и ИК диапазонах. Большинство этих скоплений являются массивными объектами, которые будут обнаружены также в будущих обзорах всего неба, таких как рентгеновский обзор всего неба телескопа еРОЗИТА на борту космической обсерватории Спектр-Рентген-Гамма (СРГ). Спектроскопические наблюдения этих скоплений галактик проводились на 1.5-м Российско-Турецком телескопе (РТТ-150), 1.6-м телескопе Саянской обсерватории АЗТ-ЗЗИК, 6-м телескопе САО РАН (Большой телескоп азимутальный, БТА). Спектроскопические измерения красных смещений получены для 67 скоплений галактик, в том числе для 12 скоплений галактик, входящих во второй каталог источников Сюняева—Зельдовича обсерватории им. Планка.

Ключевые слова: скопления галактик, обзоры неба, оптические наблюдения, красные смещения.

DOI: 10.31857/S0320010820020047

## ВВЕДЕНИЕ

Изучение скоплений галактик имеет фундаментальное значение для космологических исследований. В частности, данные о функции масс скоплений галактик позволяют получить измерения параметров космологической модели, таких как средняя плотность вещества во Вселенной, амплитуда возмущений плотности материи, параметры уравнения состояния темной энергии (см. Вихлинин и др., 2009а,6; Сообщество Планка, 2014а, 2016а). Для этого требуются выборки скоплений галактик широкого диапазона масс и красных смещений, обладающие высокой полнотой.

В июле 2019 г. на орбиту около точки Лагранжа L2 была запущена космическая обсерватория Спектр-Рентген-Гамма (СРГ). Ожидается, что в рентгеновском обзоре всего неба телескопа еРО-ЗИТА на борту обсерватории СРГ будут обнаружены все массивные скопления галактик, с массами прядка  $3 imes 10^{14}~M_{\odot}$  и более, в наблюдаемой части Вселенной. Наиболее массивные из этих скоплений галактик могут быть обнаружены по наблюдению эффекта Сюняева-Зельдовича (Сюняев, Зельдович, 1972) в обзоре всего неба обсерватории им. Планка. По этим данным были получены каталоги источников Сюняева-Зельдовича (Сообщество Планка, 2014б, 2016б). Наша группа принимает активное участие в работах по оптическому отождествлению скоплений среди этих источников

<sup>\*</sup>Электронный адрес: zaznobin@iki.rssi.ru

и по измерению их красных смещений при помощи наблюдений в оптическом диапазоне (Сообщество Планка, 2015а,б, 2016в; Воробьев и др., 2016; Буренин и др., 2018; Зазнобин и др., 2019).

Выборка скоплений, которые могут быть обнаружены по данным обзора всего неба обсерватории им. Планка, может быть расширена с использованием дополнительных данных в оптическом и ИК диапазоне. Таким способом, при помощи данных Слоановского обзора и обзора спутника WISE, был получен расширеный каталог скоплений обзора им. Планка, который включает в себя около 3000 скоплений галактик с массами выше примерно  $3 \times 10^{14} M_{\odot}$  (Буренин, 2017, далее — Б17). Примерно для 400 скоплений из этой выборки в Слоановском обзоре не имеется спектроскопических измерений красных смещений.

Большинство скоплений галактик из этого каталога будут обнаружены в рентгеновском обзоре всего неба телескопа еРОЗИТА на борту космической обсерватории Спектр-Рентген-Гамма (СРГ). Эти скопления будут относиться к числу наиболее массивных скоплений обзора СРГ, и, по-видимому, многие из них войдут в космологические выборки, которые будут составлены на основе данных этого обзора.

В этой работе представлены результаты измерений спектроскопических красных смещений для 67 скоплений галактик из расширенного каталога скоплений обзора им. Планка Б17, полученные на 1.5-м Российско-Турецком телескопе (РТТ-150), 1.6-м телескопе Саянской обсерватории АЗТ-ЗЗИК, 6-м телескопе САО РАН (БТА).

## ОТБОР ОБЪЕКТОВ

Отбор объектов для спектроскопических наблюдений осуществлялся по данным каталога Б17<sup>1</sup>. В первую очередь отбирались скопления, где в поле источника Сюняева—Зельдовича из обзора Планка было обнаружено только одно богатое скопление, галактики которого не имели спектроскопических измерений красных смещений. Для отбора галактик использовалась красная последовательность, построенная по данным обзора *Pan*-STARRS1 Чэмберс и др. (2016) в фильтрах griz. Этот метод позволяет определять галактики, которые с высокой вероятностью являются членами скопления для дальнейших спектроскопических наблюдений.

Фотометрическая оценка красного смещения, которую можно получить по цветам красной последовательности, позволяет определить спектральный диапазон, в котором необходимо получить изображения спектров отобранных для спектроскопических наблюдений галактик красной последовательности. Это позволит измерить красное смещение скопления по измерением нескольких наиболее ярких галактик красной последовательности, для которых можно заранее выделить требуемый для определения красного смещения диапазон спектра.

Для определения координат (RA, DEC) оптического центра скопления мы использовали прямые изображения обзора WISE в w1 (3.4  $\mu m$ ) диапазоне, см. рис. 1. На этих изображениях предварительно удалялись звезды, положения которых взяты их Слоановского обзора, после чего изображения сглаживались бета-моделью радиусом 24". Наиболее яркие галактики красной последователности расположены в центрах областей повышенной ИК-яркости, которые хорошо заметны на таких изображениях. В поле некоторых источников Сюняева-Зельдовича можно найти несколько красных последовательностей галактик, которые однозначно отождествляются с несколькими скоплениями галактик на разных красных смещениях. В этом случае источник Сюняева-Зельдовича нами отождествляется со скоплением галактик с большей ИК светимостью. Подробно такие случаи описаны ниже.

Некоторые скопления галактик содержат одну яркую галактику (*cD*-галактику), которая расположена в центре скопления и имеет низкую пекулярную скорость, поэтому ее красное смещение с высокой точностью равняется красному смещению всего скопления в целом. Поэтому зачастую измерения спектроскопического красного смещения *cD*-галактики достаточно для определения красного смещения скопления галактик. Что значительно упрощает наблюдательную задачу.

#### НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения проводятся в течение двух лет, начиная с марта 2017 г. на телескопе 1.6-м АЗТ-ЗЗИК Саянской обсерватории ИСЗФ СО РАН при помощи спектрографа низкого и среднего разрешения АДАМ Афанасьев и др. (2016); Буренин и др. (2016), 1.5-м российско-турецкого телескопа (РТТ-150) национальной обсерватории TÜBITAK при помощи спектрографа *TFOSC*<sup>2</sup>, а также на 6-м телескопе БТА САО РАН при помощи спектрографа SCORPIO Афанасьев и Моисеев (2005, 2011).

Оба спектрографа имеют в своей оптической схеме возможность проводить спектроскопические наблюдения с длинной щелью. При наблюдениях на АЗТ-ЗЗИК использовалась щель шириной 2",

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> http://hea.iki.rssi.ru/psz/en/

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> http://hea.iki.rssi.ru/rtt150/ru/index.php?page=tfosc





01 22 27.6 +42 22 05



**Рис. 1.** Слева: псевдоцветные изображения обзора *Pan* – *STARRS*1 полей скоплений галактик в фильтрах *irg* (*RGB*). Справа: изображения обзора *WISE* в полосе 3.4 мкм, очищенные от звезд и свернутые с β-моделью радиусом 24". Центр изображений совпадает с оптическим центром скоплений, размер полей изображений 10' × 10'.

при качестве прямых изображений более 2'' использовалась щель шириной 3''. На спектрографе SCORPIO, установленном на телескоп БТА, использовалась щель шириной 1'' или более в зависимости от качества прямых изображений. На спектрографе *TFOSC* использовалась щель шириной 2''. Спектрографы SCORPIO и АДАМ оборудованы объемными фазовыми голографическими решетками (VPHG). На спектрографе АДАМ использовались решетки VPHG600G спектрального диапазона 3800–7250 Å и VPHG600R 6450–11000 Å. Обе решетки имеют 600 штрихов на миллиметр, разрешение обеих решеток

# ЗАЗНОБИН и др.



05 00 42.9 -00 51 57



Рис. 1. Окончание.

находится в пределах 600-1100. На спектрографе SCORPIO проводились наблюдения только далеких скоплений галактик z > 0.6, поэтому использовалась решетка VPHG550R, характеристики которой схожи с решеткой VPHG600R спектрографа АДАМ. На спектрографе *TFOSC* использовалась спектральная решетка широкого спектрального диапазона 3230-9120 Å. Выбор решетки для наблюдений определяется из спектральных особенностей эллиптических галактик, описанных в статье Брузуал и Шарло (2003). Оптимальный выбор обусловлен тем, что на спектральном изображении должны быть получены изображения К, Н линий кальция, Gдублет фраунгоферовской серии, а также Dдублет натрия. Поэтому при наблюдениях на



**Рис. 2.** Примеры спектроскопических измерений красных смещений скоплений. Слева: спектр ярчайшей галактики скопления с указанием некоторых спектральных особенностей, полученный на 1.6-м телескопе АЗТ-ЗЗИК при помощи спектрографа низкого и среднего разрешения АДАМ. Справа: значение  $\chi^2$ , полученное в результате сравнения этого спектра с шаблоном спектра эллиптической галактики.

телескопе АЗТ-ЗЗИК для скоплений, расположенных на красных смещениях z < 0.5, использовалась решетка VPHG600G, а для более далеких скоплений — VPHG600R. На 6-м телескопе БТА использовалась решетка VPHG550R, так как в программу наблюдений на этом телескопе были включены только самые далекие скопления галактик, значения фотометрических оценок красных смещений которых превышают z > 0.6.

Количество экспозиций рассчитывалось из соотношения сигнала к шуму, которое должно превышать величину  $\sigma > 10$  в широком диапазоне спектра. Общее время экспозиции рассчитывалось для наблюдений при качестве прямых изображений лучше 1.5", при качестве хуже 1.5" количество экспозиций увеличивалось. Величина отдельных экспозиций принималась равной 1200 секунд для БТА и РТТ-150 и 600–1200 для АЗТ-ЗЗИК. При наблюдениях на телескопе БТА с использованием решетки VPHG550R положение объекта сдвигалось вдоль щели на 10–15". При наблюдениях на телескопах АЗТ-ЗЗИК и РТТ-150 смещение по-



**Рис. 3.** Примеры спектроскопических измерений красных смещений скоплений. Слева: спектр ярчайшей галактики скопления с указанием некоторых спектральных особенностей, полученный на 1.5-м телескопе РТТ-150 при помощи спектрографа TFOSC. Справа: значение  $\chi^2$ , полученное в результате сравнения этого спектра с шаблоном спектра эллиптической галактики.

ложения объектов вдоль щели не требовалось, так как ПЗС-матрицы спектрографов изготовлены по технологии глубокого обеднения и имеют толстую подложку, эффекты интерференции на изображениях отсутствуют. Позиционный угол и положение щели выбирались таким образом, чтобы как можно больше ярчайших галактик красной последовательности попало на изображение щели. Также при наблюдении на телескопе АЗТ-ЗЗИК в решетке VPHG600R использовался фильтр OS11, поэтому на изображениях отсутствует второй порядок интерференции.

Обработка спектральных изображений проводилась с использованием программного пакета  $IRAF^3$ , а также собственного программного обеспечения. Из спектральных изображений вычитался ток смещения. Вычитание темнового тока не производилось, так как матрицы всех используемых спектрографов обладают низкими показателя-

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> http://iraf.noao.edu/

ми темнового тока. Проводилось вычитание нормированного плоского поля, которое создавалось излучением ламп спектрографов. После этого для каждого объекта находилось двумерное дисперсионное решение линейного спектра галогеновых ламп спектрографа, это решение применялось на спектральные изображения объектов. Положения спектров объектов на изображениях совмещались и комбинировались. Извлеченный спектр объекта нормировался на спектр стандартов из списка Европейской южной обсерватории, доступного на сайте обсерватории<sup>4</sup>.

## РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Полученные спектры наиболее ярких галактик скоплений использовались далее для измерения спектроскопических красных смещений. Измерения красных смещений выполнялись методом сравнения полученного спектра с шаблонным.

Шаблон спектра был взят из работы Брузуал и Шарло (2003), в этой работе использовался один шаблон синтетического спектра звездного населения возрастом 11 Глет и металличностью Z = 0.02. Шаблонный спектр сравнивался со спектром объекта, определялся локальный минимум  $\chi^2$ -распределения, после чего определялось красное смещение z спектра объекта. На рис. 2 и 3 показаны примеры спектров ярчайших галактик скоплений и  $\chi^2$ -распределение. Точность определения слектрос красния спектроскопического красного смещения составляет  $\delta z \approx 0.001-0.003$ .

В табл. 1 приведены результаты измерения спектроскопических красных смещений. В первом и втором столбцах указаны экваториальные координаты оптического центра скопления, определенного при помощи совмещения инфракрасных и оптических изображений полей скоплений галактик. В третьем столбце указано количество галактик с измеренными спектроскопическими красными смещениями, по которым определялось красное смещение скоплений, в четвертом столбце приведено полученное значение спектроскопического красного смещения скопления.

В случае, если красные смещения галактик скоплений доступны из других работ, но нет измерения спектроскопического красного смещения присутствующей в скоплении *cD*-галактики, мы получали спектроскопические изображения и измеряли спектроскопическое красные смещения *cD*-галактик скоплений. Красное смещение скоплений в этом случае принималось равным спектроскопическому красному смещению *cD*галактики. Подробно такие случаи описаны ниже



**Рис.** 4. Диаграмма сравнения фотометрических оценок красных смещений скоплений галактик из Б17 (по вертикали) со спектроскопическими красными смещениями, полученными в этой работе (по горизонтали).

в разделе "Замечание по отдельным объектам" с указанием количества галактик скоплений, для которых ранее в других работах были получены спектроскопические красные смещения. Также в последнем столбце таблицы приведены указания на работы, в которых содержатся данные спектроскопических красных смещений галактик, входящих в скопления. Большинство скоплений было отождествлено со скоплениями галактик из каталога WHL12, поэтому в последнем столбце не указано, с каким скопление из этого каталога было отождествлено скопление галактик в таблице.

Для оптического отождествления использовались данные фотометрической оценки красных смещений, взятые из Б17. На рис. 4 показано соотношение спектроскопических красных смещений, приведенных в табл. 1, с фотометрическими оценками красных смещений. По вертикали на диаграмме указаны фотометрические оценки красных смещений скоплений галактик, по горизонтали спектроскопические красные смещения.

Для нескольких скоплений галактик в каталоге приведены оценки красных смещений, равные спектроскопическим красным смещениям галактик красной последовательности, значения которых взяты из Слоановского обзора. Видно, что фотометрические оценки красных смещений скоплений в Б17 согласуются с полученными нами спектроскопическими красными смещениями в пределах ошибки.

#### Замечания по отдельным объектам

**02 36 33.4–05 39 06**. Для одной галактики, входящей в это скопление, по данным Слоановского обзора, спектроскопическое красное смещение

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> https://www.eso.org/sci/observing/tools/standards/ spectra/stanlis.html

## ЗАЗНОБИН и др.

Координа	гы (J2000)	N	7	Примецание
$\alpha$	δ	11	~	применание
$00\ 49\ 04.4$	$+39\ 47\ 05$	2	0.1350	
$00\ 59\ 57.5$	$+13\ 19\ 55$	1	0.4991	PSZ2 G126.07 - 49.55, RM J005957.6 + 131955.2
$01\ 11\ 45.3$	+332557	1	0.1182	Abell 0156, RM J011145.3+332557.6
$01\ 22\ 27.6$	$+42\ 22\ 05$	1	0.1844	ZwCl0119.4+4206
$01\ 44\ 58.4$	-070957	1	0.1909	RM J014458.4-070956.9
$02\ 02\ 40.1$	$+01\ 26\ 05$	2	0.0907	
$02\ 24\ 31.6$	$+24\ 13\ 21$	1	0.3051	
$02\ 36\ 33.4$	$-05\ 39\ 06$	2	0.3010	*, SDSS
$02\ 37\ 15.3$	$+06\ 38\ 34$	1	0.2729	
031918.4	$+02\ 05\ 34$	1	0.4000	PSZ2G179.45-43.92
$03\ 33\ 54.8$	-072303	1	0.1950	SDSS
$03\ 39\ 24.4$	$-06\ 16\ 20$	1	0.5484	
$04\ 24\ 36.5$	-051837	1	0.2071	
$04\ 42\ 11.9$	-060332	1	0.3377	
$04\ 51\ 54.6$	$+00\ 06\ 27$	1	0.4418	
$05\ 00\ 42.9$	$-00\ 51\ 57$	1	0.2354	
$05\ 05\ 15.8$	$-02\ 19\ 10$	2	0.2291	
$07\ 21\ 27.7$	$+36\ 44\ 28$	3	0.1494	Abell 0579
$07\ 21\ 25.1$	+430454	1	0.1208	PSZ2G174.96+23.37
$07\ 22\ 15.7$	$+42\ 47\ 27$	1	0.3788	
$07\ 26\ 50.0$	+310204	1	0.1874	PSZ2G187.74+20.66
$07\ 59\ 56.7$	+651208	2	0.3636	
$08\ 34\ 41.6$	$+26\ 11\ 11$	3	0.4568	RM J083441.2+261109.8, SDSS
$08\ 37\ 01.5$	$+10\ 50\ 19$	1	0.4691	
$08\ 37\ 31.2$	-043603	1	0.3430	
$08\ 39\ 33.4$	$-01\ 40\ 45$	1	0.2692	PSZ2G227.59+22.98
$08\ 41\ 02.8$	$+12\ 41\ 54$	2	0.4389	RM J084103.4+124204.7
$09\ 01\ 30.7$	$-01\ 39\ 17$	1	0.3167	*, PSZ1 G230.73 + 27.70 XCC J0901.5 - 0139 0.316
$09\ 01\ 44.9$	-013822	1	0.2953	*, XCC J0901.7-0138
$09\ 35\ 24.7$	$+23\ 55\ 01$	2	0.2635	SDSS
$09\ 40\ 12.8$	+810425	1	0.1910	*
$09\ 42\ 11.4$	$+05\ 35\ 31$	2	0.2182	RM J094210.9+053541.3, SDSS
101549.8	+801104	1	0.2081	
$10\ 19\ 19.2$	$-02\ 08\ 02$	1	0.2174	RM J101919.2-020802.0
$10\;41\;49.9$	$+32\ 56\ 30$	1	0.4453	RM J104149.9+325631.9

Таблица 1. Скопления галактик из второго каталога обсерватории им. Планка

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 46 № 2 2020

## СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ КРАСНЫХ

#### Таблица 1. Окончание

Координа	ты (J2000)	N	~	Применацие
α	δ	11	~	примечание
104629.3	$+78\ 07\ 38$	1	0.2266	PSZ2G130.64+37.16, Abell 1070
112551.7	$+76\ 52\ 19$	1	0.4738	
112912.2	-073421	2	0.2775	
113047.8	$+72\ 21\ 03$	1	0.3700	*
114753.0	+734745	1	0.2169	
115505.2	$+21\ 26\ 26$	1	0.1455	SDSS
120919.7	$+28\ 06\ 11$	1	0.4787	RM J120918.3+280610.2, SDSS
124455.3	-043818	1	0.4178	
132935.5	+412309	1	0.6121	*, SDSS
135015.8	$-04\ 41\ 52$	1	0.2676	
135931.1	$-09\ 00\ 40$	2	0.2751	
141224.0	$+20\ 46\ 23$	2	0.1504	*, SDSS
141917.9	-171055	1	0.2793	PSZ2G331.10+40.81
161411.5	$+62\ 15\ 40$	2	0.2590	
161437.8	$+62\ 41\ 46$	1	0.2557	
162347.5	$+06\ 16\ 59$	1	0.2266	RM J162347.5+061658.6
$16\ 29\ 14.9$	+631442	2	0.2557	
171426.1	$+68\ 57\ 30$	2	0.6019	
173437.7	$+77\ 50\ 13$	1	0.3229	
183449.2	$+64\ 06\ 35$	2	0.3488	
184513.2	+641712	1	0.4296	
210349.0	$+04\ 35\ 45$	3	0.1701	
212326.8	$+20\ 59\ 41$	4	0.3415	
214546.7	+140326	1	0.1908	*, PSZ2 G069.47—29.06, Стреблянска
214553.4	+204414	3	0.2319	
215206.0	+031642	1	0.2577	RMJ215200.6+031508.8, SDSS
215829.7	$-03\ 51\ 21$	1	0.4031	RM J215830.0-035115.6
224906.1	$-05\ 27\ 09$	2	0.2401	PSZ2G064.11 - 53.72, RMJ224906.4 - 052710.7
225913.1	$+29\ 41\ 52$	1	0.1193	RM J225913.1+294151.6
231643.7	$+12\ 47\ 14$	1	0.5360	PSZ2G089.99-43.91, RMJ231643.0+124654.6, SDSS
232054.2	$-04\ 34\ 02$	1	0.1888	PSZ2G075.11-58.83, RMJ232054.2-043402.4
233403.6	$-03\ 35\ 57$	2	0.2600	RM J233403.6-033556.1

**Примечание.** \*Обсуждается в этой работе; PSZ2 — объект отождествлен с источником Сюняева-Зельдовича из второго каталога Планка; PSZ1 — объект отождествлен с источником Сюняева-Зельдовича из первого каталога Планка; Abell — объект отождествлен со скоплением галактик из работы Абель и др. (1989); ZwCl — объект отождествлен со скоплением галактик из серии работ Цвикки и др. (1961); RM — объект отождествлен со скоплением галактик, из работы Pыкофф и др. (2014); SDSS — значения спектроскопического красного смещения согласуются с данными Слоановского обзора Сообщество СДСС (2017).

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 46 № 2 2020



**Рис. 5.** Изображение поля объекта 09 01.5 - 01 41 в фильтре r, взятое из Слоановского обзора. Стрелочками обозначены cD-галактики, для которых были получены спектроскопические изображения на телескопе РТТ-150.

z = 0.3058. Эта галактика находится на угловом расстоянии 2.3' от cD-галактики, что на красном смещении z = 0.301 эквивалентно расстоянию более 600 кпк ( $H_0 = 0.68$ ,  $\omega_M = 0.286$ ). В каталоге WHL для этого скопления галактик приведено значение спектроскопического красного смещения по одной галактике из Слоановского обзора. Для данного скопления галактик нами было получено значение z = 0.3050 спектроскопического красного красно-го смещения cD-галактики. Это значение согласуется с данными красного смещения по Слоановскому обзору, но является более надежным, так как оно измерено по спектру cD-галактики.

**03 33 54.8–07 23 03**. Для четырех галактик, входящих в это скопление, значения спектроскопических красных смещений даны в Слоановском обзоре. Для *cD* -галактики скопления нет измеренного значения спектроскопического красного смещения. Поэтому нами получен спектр *cD*-галактики скопления и измерено ее спектроскопическое красное смещение. Красное смещение скопления галактик приняли равным красному смещению *cD*галактики.

**09** 01.5–01 41. Скопление галактик входит в первый и второй каталоги Планка под названием G230.73+27.70. В поле этого источника Сюняева– Зельдовича нами обнаружены три области превышения ИК-яркости по данным WISE. Они были отождествлены со скоплениями галактик, в центрах которых находятся яркие cD-галактики. В радиусе 2' от каждой cD-галактики мы отобрали



Рис. 6. Изображение поля объекта 09 01.5–01 41 в полосе 3.4 µm обзора WISE, очищенное от звезд и сглаженное бета моделью радиусом 24". Синими окружностями радиуса 1' выделены скопления галактик из каталога CFHTLS, центры окружностей совпадают с оптическими центрами скоплений.

фотометрические данные всех протяженных источников из обзора *Pan* – *STARRS*1. На диаграмме цвет—величина для каждого набора данных мы выделили красную последовательность галактик. Оказалось, что показатели цвета красных последовательностей для этих трех областей слабо отличаются.

На рис. 5 стрелочками указаны три галактики, для которых были получены спектроскопические изображения на телескопе РТТ150. На рис. 6 показано изображение поля объекта в полосе 3.4  $\mu m$  обзора WISE, очищенное от звезд и сглаженное. Все три скопления галактик, которые содержат эти cD-галактики, приведены в работе Мирказеми и др. (2015). Скопление галактик, отождествляемое с источником Сюняева–Зельдовича PSZ1 G230.73+27.70, мы отождествили со скоплением XCC J0901.5-0139. По данным этой работы, скопление обладает вириальной массой  $M_{200} =$ = (5.194 ± 0.353) × 10<sup>14</sup>  $M_{\odot}$ , определенной по наблюдениям в рентгеновском диапазоне по данным телескопа XMM-Ньютон.

Оценка массы скопления, приведенная в каталоге PSZ2 по измерению эффекта Сюняева– Зельдовича, составляет  $M_{SZ} = 4.96 \pm 0.57 \times 10^{14} M_{\odot}$ , что в пределах погрешности совпадает с вириальной массой скопления по данным XMM-Ньютон. Два других скопления были также отождествлены со скоплениями галактик из каталога CFHTLS. Подробно наши результаты в сравнении с каталогом *CFHTLS* приведены в табл. 2.

Обзор 170 кв. градусов *CFHTLS* был получен на оптическом телескопе Канады-Франции-Гавайев (*CFHT*) и на рентгеновском телескопе XMM-Ньютон. Для скопления XCC J0901.5-0139 из этого обзора нами измерено спектроскопическое красное смещение, которое равно z = 0.3167.

Наши данные спектроскопического красного смещения  $z = 0.3163 \ cD$ -галактики скопления согласуются с данными телескопа CFHT. Измеренное нами спектроскопическое красное смещение z = 0.295 скопления галактик XCC J0901.7–0138 согласуется с фотометрическими красными смещениями, полученными по данным Слоановского обзора. Спектроскопическое красное смещение для этого скопления получено нами впервые. Спектроскопические изображения третьего скопления XCC J0901.8–0143 неудовлетворительного качества, поэтому нами не было получено для этого скопления значение спектроскопического красного смещения.

Исходя из полученных данных, можно сделать вывод, что в поле источника излучения Сюняева-Зельдовича 09 01.8 -01 22, отождествляемого с источником из первого каталога Планка PSZ1 G230.73+27.70, содержатся три скопления галактик, расположенных на близких красных смещениях. На красном смещении z = 0.316 находится более массивное скопление, которое отождествляется с самим источником, на красном смещении z = 0.295 — менее массивное и еще одно скопление галактик с сравнимыми массой и фотометрическим красным смещением. Наблюдения третьего скопления ХСС Ј0901.8-0143 будут продолжены на телескопах АЗТ-ЗЗИК и РТТ-150. В наших дальнейших работах будет опубликовано спектроскопическое красное смещение для этого скопления галактик.

09 35 24.7+23 55 01. Для двух галактик этого скопления спектроскопические красные смещения приведены в Слоановском обзоре. Мы отождествили это скопление галактик со скоплением WHL J093526.1+235455 в каталоге WHL из работы Вэнь и др. (2012). В этом каталоге красное смещение этого скопления рассчитано как среднее значение между спектроскопическими красными смещениями этих галактик и равняется величине z = 0.2630. Однако эти галактики не являются *cD*-галактиками скопления, кроме того, одна из галактик находится на угловом расстоянии порядка 110" от центра оптической яркости, найденного по данным обзора WISE. Поэтому мы решили измерить спектроскопическое красное смещение двух наиболее ярких галактик, расположенных в центре скопления.

**09 40 12.8+81 04 25**. В поле источника излучения Сюняева-Зельдовича находится скопление галактик ABELL 0798. Нами были обнаружены две области повышенной инфракрасной яркости, которые мы отождествили со скоплениями галактик. В пределах обеих областей мы нашли галактики красных последовательностей. Их фотометрические оценки красных смещений совпадают в пределах погрешности. Мы измерили спектроскопическое красное смещение для *cD*-галактики одного из скопления, которое обладает большей яркостью в ИК-диапазоне, и приняли значения красного смещения скопления галактик равным спектроскопическом красному смещению *cD*-галактики.

11 30 47.8+72 21 03. В поле источника излучения Сюняева-Зельдовича мы обнаружили две группы галактик, которые отождествили с двумя ИК-источниками. Эти группы галактик можно найти в каталоге скоплений WHL под названиями WHL J113047.7+722103 и WHL J113124.0+721844. Для скопления WHL J113047.7+722103 мы измерили спектроскопическое красное смещение cD-галактики z = 0.3700, что согласуется с фотометрической оценкой красного смещения z = 0.3347 из каталога WHL.

Скопление галактик WHL J113124.0+721844 расположено ближе к центру источника Сюняева-Зельдовича и обладает большим значением ИКяркости. В свою очередь скопление галактик WHL J113047.7+722103 имеет большее значение красного смещения. Если сравнить светимость обоих скоплений в ИК-диапазоне, то скопление WHL J113047.7+722103 обладает большей ИКсветимостью, следовательно, оно более массивное. Поэтому мы отождествили скопление из Б17 со скоплением галактик WHL J113047.7+722103 из каталога WHL. Однако оба скопления галактик вносят вклад в эффект Сюняева-Зельдовича.

11 55 05.2+21 26 26. Для одной галактики, входящей в скопление, спектроскопическое красное смещение z = 0.14604 получено в Слоановском обзоре, выпуск 7. Эта галактика не является cD-галактикой скопления. Поэтому мы решили получить спектроскопические изображения cD-галактики скопления на телескопе АЗТ-ЗЗИК, чтобы более точно измерить спектроскопическое красное смещение скопления. Полученный нами результат z = 0.1455 спектроскопического красного смещения cD-галактики скопления слектроскопическое смещение скопления. Полученный нами результат z = 0.1455 спектроскопического красного смещения cD-галактики скопления согласуется со спектроскопическим красным смещением z = 0.14604 галактики из Слоановского обзора.

**13 29 35.5 +41 23 09**. Для нескольких галактик этого скопления в Слоановском обзоре измерены спектроскопические красные смещения, но не для наиболее яркой галактики. Поэтому нами было измерено спектроскопическое красное смещение наиболее яркой галактики. В таблице приведено

Nº	Название	Координа	аты (J2000)	$_{\gamma}RTT150$	$_{\sim}CFHTLS$	$M_{200}  10^{14} M_{\odot}$
	Tuobunne	$\alpha$	δ	~	2	
1	XCC J0901.5-0139	090130.7	-013917.4	0.3167	0.3163	$5.194 \pm 0.353$
2	XCC J0901.7-0138	090144.9	-013821.2	0.2953	_	$1.426\pm0.264$
3	XCC J0901.8-0143	090145.2	$-01\ 42\ 36.8$	_	_	$1.306\pm0.223$

Таблица 2. Скопления галактик в поле источника Сюняева-Зельдовича 09 01.5-01 41

**Примечание.** Нумерация скоплений галактик приведена в соответствии с нумерацией их cD-галактик на рис. 5. Название объекта и величина  $M_{200}$  приведены из работы Мирказеми и др. (2015), а также спектроскопическое красное смещение для наиболее массивного скопления. Координаты скоплений соответствуют оптическим координатам центров скоплений галактик, определенных по данным Слоановского обзора и обзора WISE. В столбце  $z^{RTT150}$  приведены результаты спектроскопических измерений на телескопе РТТ-150.

среднее значение красного смещения наиболее яркой галактики и галактик, для которых значения красного смещения приведены в Слоановском обзоре.

14 12 24.0+20 46 23. Поле данного источника излучения Сюняева—Зельдовича содержит два скопления галактик. Одно из скоплений галактик мы отождествили со скоплением WHL J141224.0+204623. Мы измерили спектроскопическое красное смещение cD-галактики на телескопе АЗТ-33ИК. Его значение оказалось равным z = 0.1504, что отлично согласуется со спектроскопическим красным смещением z = 0.14877 другой галактики скопления, полученной в Слоановском обзоре, выпуск 7. Значение красного смещения, полученное нами по спектроскопическом красноми слектроскопическому красному смещению cD-галактики, является более точным.

Также в поле источника находится скопление галактик RM J141239.7+204802.5. По данным спектроскопических измерений Слоановского обзора, для пяти галактик, входящих в данное скопление, получены спектроскопические красные смещения. Поэтому наблюдение этого скопления галактик не проводились.

**21 45 46.7+14 03 26**. Данный источник Сюняева–Зельдовича содержится во втором каталоге Планка PSZ2 G069.47–29.06. В поле этого источника находятся два скопления галактик. Спектросокпическое красное смещение более массивного скопления галактик, отождествленного с источником Сюняева–Зельдовича, приведено в работе Стреблянска и др. (2018) z = 0.393. В этой работе также указано наличие второго скопления, для которого приведено значение спектроскопического красного смещения z = 0.190. Второе скопление галактик содержится в каталоге Б17. Для cD-галактики этого скопления на телескопе

АЗТ-ЗЗИК нами было измерено значение спектроскопического красного смещения z = 0.191, что хорошо согласуется с данными из работы Стреблянска и др. (2018).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой работе приведены результаты спектроскопических измерений красных смещений для 67 скоплений галактик из каталога, полученного ранее по данным обзора всего неба обсерватории им. Планка. Для большинства скоплений галактик спектроскопические красные смещения получены впервые, в том числе для 12 скоплений галактик, входящих в первый и второй каталоги Планка. Для нескольких скоплений галактик, приведенных в табл. 1, красное смещение известно по данным спектроскопических измерений Слоановского обзора. Для этих сколпений галактик мы измерили спектроскопические красные смещения cDгалактик, отсутствующих в Слоановском обзоре. Это позволяет точнее определить спектроскопические красные смещения скоплений галактик.

В 2017 г. были проведены первые наблюдения по программе скоплений галактик из расширенного каталога. Данная работа является продолжением серии работ (Буренин и др., 2018) и (Зазнобин и др., 2019) по наблюдению скоплений галактик из обзора обсерватории им. Планка. В настоящее время продолжаются наблюдения скоплений галактик с неизмеренными спектроскопическими красными смещениями по этой программе. Все эти скопления галактик будут обнаружены в обзоре всего неба СРГ/еРОЗИТА, также часть этих скоплений галактик будут включены в космологическую выборку космической обсерватории Спектр-РГ.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 18-12-00520. Авторы благодарят ТЮБИТАК, ИКИ РАН, КФУ и АН РТ за поддержку наблюдений на Российско-Турецком 1.5-м телескопе (РТТ-150). Измерения на телескопе АЗТ-ЗЗИК выполнены в рамках базового финансирования программы ФНИ II.16 и получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования "Ангара"<sup>5</sup>. Наблюдения на телескопе БТА САО РАН выполнялись при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Минобрнауки России).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Абель и др., Astrophys. J. Suppl. Ser. **70**, 1 (1989). [G.O. Abell, H.G. Jr. Corwin, R.P. Olowin].
- Афанасьев В.Л., Моисеев А.В. Письма в Астрон. журн. **31**, 194, (2005). [V.L. Afanasiev, A.V. Moiseev, Astron. Lett. **31**, 214].
- 3. Афанасьев, Моисеев. Balt. Astron. **20**, 363–370 (2011) [V.L. Afanasiev and A.V. Moiseev].
- Афанасьев В.Л., Додонов С.Н., Амирханян В.Р., Моисеев А.В. Астрофиз. бюллетень 71, 514 (2016). [V.L. Afanasiev, et al., Astrophys. Bull. 71, 479].
- Буренин Р.А., Амвросов А.Л., Еселевич М.В., Григорьев В.М., Арефьев В.А., Воробьев В.С., и др., Письма в Астрон. журн. 42, 333 (2016) [R. A. Burenin et al., Astron. Lett. 41, 295 (2016)].
- 6. Буренин Р.А. Письма в Астрон. журн. **43**, 559 (2017) [R.A. Burenin, Astron. Letters **43**, 507 (2017)].
- Буренин Р.А., Бикмаев И.Ф., Хамитов И.М., Зазнобин И.А., Хорунжев Г.А., Еселевич М.В. и др., Письма в Астрон. журн. 44, 297 (2018) [R.A. Burenin et al., Astron. Lett. 44, 297 (2018)].
- 8. Брузуал, Шарло, MNRAS. **344**, 1000 (2003). [G. Bruzual and S. Charlot]
- 9. Вихлинин и др. (A. Vikhlinin, A.V. Kravtsov, R.A. Burenin, H. Ebeling, W.R. Forman, A. Hornstrup, C. Jones, A.V. Kravtsov, et al.), Astrophys. J. **692**, 1033 (2009a).
- 10. Вихлинин и др., Astrophys. J. **692**, 1060 (20096). [A. Vikhlinin, A.V. Kravtsov, R.A. Burenin, H. Ebeling, W.R. Forman, A. Hornstrup, C. Jones, et al.]
- Воробьев В.С., Буренин Р.А., Бикмаев И.Ф., Хамитов И.М., Додонов С.Н., Жучков Р.Я. и др., Письма в Астрон. журн. 42, 81 (2016) [V.S. Vorobyev et al., Astron. Lett. 42, 63 (2016)].
- 12. Вэнь и др., Astrophys. J. Suppl. Ser. **199**, 2(34) 2012. [Z.L. Wen, J.L. Han, F.S. Liu]
- Зазнобин И.А., Буренин Р.А., Бикмаев И.Ф., Хамитов И.М., Хорунжев Г.А., Коноплев В.В., и др., Письма в Астрон. журн. 45, 77 (2019). [Zaznobin et al., Astron. Lett. 45, 49 (2019)].

- 14. Мирказеми и др., Astrophys. J. **799**, 1 (2015). [M. Mirkazemi, A. Finoguenov, M. J. Pereira, M. Tanaka, M. Lerchster, F. Brimioulle et al.]
- 15. Рыкофф и др., Astrophys. J. **758**, 2 (2014). [E.S. Rykoff, E. Rozo, M.T. Busha, C.E. Cunha, A. Finoguenov, A. Evrard et al.]
- Сообщество Планка, Astron. Astrophys. 571, A20 (2014a). [Planck 2013 Results XX: P.A.R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, et al.]
- 17. Сообщество Планка, Astron. Astrophys. **571**, A29 (2014b); arXiv: 1303.5089. [Planck 2013 Results XXIX: P. A.R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, et al.]
- Сообщество Планка, Astron. Astrophys. 582, A29 (2015а). [Planck Internediate Results XXVI: P.A.R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud et al.]
- Сообщество Планка, Astron. Astrophys. 581, A14 (2015b). [Planck 2013 Results XXXII: P.A.R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, et al.]
- 20. Сообщество Планка, Astron. Astrophys. **594**, A24 (2016b). [Planck 2015 Results XXIV: P.A.R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud et al.]
- 21. Сообщество Планка, Astron. Astrophys. **594**, A27 (2016в). [Planck 2015 Results XXVII: P.A.R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud et al.]
- 22. Сообщество Планка, Astron. Astrophys. **586**, A139 (2016в). [Planck Intermediate Results XXXVI: P.A.R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud et al.]
- Сообщество СДСС, Astrophys. J. Suppl. Ser. 233, 25 (2017). [SDSS Collaboration: F.D. Albareti, C.A. Prieto, A. Almeida, et al.]
- 24. Стреблянска и др., Astron. Astrophys. **617** A71 (2018). [A. Streblyanska, R. Barrena, J.A. Rubiño-Martin, R.F. van der Burg, N. Aghanim, A. Aguado-Barahona et al.]
- 25. Сюняев, Зельдович, Comments on Astrophysics and Space Physics, **4**, 173 (1972). [R.A. Sunyaev and Ya.B. Zeldovich]
- 26. Цвикки и др., Catalogue of galaxies and of clusters of galaxies, Vol. I (California Institute of Technology, Pasadena, 1961). [F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, M. Karpowicz, C.T. Kowal]
- 27. Чэмберс и др., arxiv.org:1612.05560.pdf. [K.C. Chambers, E.A. Magnier, N. Metcalfe, H.A. Flewelling, M.E. Huber, C.Z. Waters et al. (2016)]

<sup>5</sup> http://ckp-rf.ru/ckp/3056/

## СОДЕРЖАНИЕ <sup>7</sup>Ве В НОВОЙ V5668 Sgr НЕ ПРОТИВОРЕЧИТ ТЕОРИИ

© 2020 г. Н. Н. Чугай<sup>1\*</sup>, А. Д. Кудряшов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт астрономии РАН, Москва, Россия <sup>2</sup>Всероссийский институт научной и технической информации РАН, Москва, Россия Поступила в редакцию 20.01.2020 г. После доработки 24.01.2020 г.; принята к публикации 28.01.2020 г.

К настоящему времени резонансные линии изотопа <sup>7</sup>Ве обнаружены у пяти новых звезд. Известные оценки относительного содержания этого изотопа по эквивалентной ширине линий <sup>7</sup>Ве II и Ca II приводят к выводу о значительно более высоком содержаниии <sup>7</sup>Ве по сравнению с предсказаниями моделей термоядерного горения при вспышке новой. В попытке понять причину расхождения мы исследовали возможность увеличения выхода <sup>7</sup>Ве при вспышках новых, основываясь на кинетике ядерного горения в рамках двузонной модели, и показали, что даже при самом благоприятном наборе параметров массовая доля этого изотопа не превышает  $3 \times 10^{-5}$ . Это согласуется с известными теоретическими результатами и оставляет противоречие между теорией и наблюдениями нерешенным. Показано, что причина противоречия состоит в предположении о равенстве относительных долей ионов Ве II/Ве и Ca II/Ca, которое принималось при определении содержания <sup>7</sup>Be. Для новой V5668 Sgr из-за различия потенциалов ионизации относительная доля ионов Be II в оболочке оказывается, по крайней мере, на порядок выше относительной доли ионов Ca II. Полученная новая оценка массовой доли <sup>7</sup>Be не противоречит теории. Рассчитанный поток гамма-квантов 478 кэВ от распада <sup>7</sup>Be согласуется с верхним пределом по наблюдениям спутника ИНТЕГРАЛ.

Ключевые слова: звезды — новые звезды.

DOI: 10.31857/S0320010820020035

## ВВЕДЕНИЕ

Явление новой звезды вызвано вспышкой термоядерного горения богатого водородом вещества, накопленного на поверхности белого карлика при аккреции в двойной системе. В процессе вспышки происходит синтез различных ядер, в том числе и ряда радиоактивных изотопов, в числе которых и <sup>7</sup>Ве. Камерон (1955) первым предположил, что звезды могут быть источником <sup>7</sup>Li в Галактике, благодаря реакции  ${}^{3}\mathrm{He}(lpha,\gamma){}^{7}\mathrm{Be}$  с последующим распадом ( $t_{1/2} = 53.12$  дня, Фаерстоун и др., 1999) через электронный захват  ${}^{7}\text{Be} + e \rightarrow {}^{7}\text{Li} + \nu + \gamma$ . Возможность производства <sup>7</sup>Li в новых звездах посредством процесса Камерона впервые рассмотрена Старрфилдом и др. (1978) в рамках гидродинамики с кинетикой ядерных реакций. Гидродинамические модели ядерной вспышки на поверхности белого карлика (Старрфилд и др., 2019; Хернанц и др., 1996; Хосе, Хернанц, 1998; Дениссенков и др., 2014) предсказывают содержание  $^7{\rm Be}$  по массе $X(^7{\rm Be})\sim 10^{-6}{-}2\times 10^{-5}.$ 

Недавно <sup>7</sup>Ве обнаружен в оболочках пяти новых звезд на основе регистрации в их спектрах линий поглощения резонансного дублета <sup>7</sup>Ве 3130.4219, 3131.0667 Å (Таджитсу и др., 2015, 2016; Моларо и др., 2016; Селвелли и др., 2018; Иццо и др., 2018). В приведенных работах оценки содержания <sup>7</sup>Ве значительно (до 1 dex) превышают предсказания моделей нуклеосинтеза при вспышках новых. Вопрос о причине расхождения пока еще не стал предметом детального обсуждения, хотя он является ключевым для проверки теории нуклеосинтеза в новых звездах и для понимания роли новых в галактическом синтезе лития. Очевидно, возможны две причины расхождения: некорректность моделей, например, из-за трудностей описания перемешивания в процессе аккреции и в процессе вспышки, либо из-за некорректности интерпретации спектров поглощения резонансного дублета <sup>7</sup>Ве в терминах содержания изотопа. В этой связи вызывает некоторое сомнение предположение о

<sup>\*</sup>Электронный адрес: nchugai@inasan.ru

равенстве относительных долей ионов Be II/Be и Ca II/Ca, которое используется для оценки содержания <sup>7</sup>Be.

В настоящей работе предпринята попытка преодолеть противоречие между теоретическим содержанием <sup>7</sup>Ве в новых и наблюдательными оценками содержания <sup>7</sup>Ве. Для этого исследуются две возможности. В первом случае мы пытаемся ответить на вопрос, каково максимальное содержание <sup>7</sup>Ве, которое ожидается в оболочках новых после термоядерной вспышки. Для этой цели используется двузонная модель термоядерного горения, которая позволяет при минимуме вычислительных затрат исследовать большой объем пространства параметров.

Второй подход нацелен на определение содержания <sup>7</sup>Ве по спектрам поглощения резонансного дублета. В центре нашего внимания будет новая 2015 г. V5668 Sgr, открытая 15 марта 2015 г. (Сич, 2015). Для нее на 58-й день после максимума получен спектр высокого разрешения с хорошим отношением сигнал/шум (Моларо и др., 2016). В спектре отчетливо видны обе линии поглощения резонансного дублета <sup>7</sup>Ве II 3130.42, 3131.07 Å с лучевой скоростью -1175 км с<sup>-1</sup> (Моларо и др., 2016). Благодаря наблюдениям в оптическом, инфракрасном, ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах, для этой новой известна болометрическая светимость на интересующей нас стадии (Герц и др., 2018), что важно для уменьшения неопределенности результатов. Заметим, что для этой новой получен верхний предел потока в гамма-линии 478 кэВ от распада <sup>7</sup>Ве при наблюдении спектрографом SPI на спутнике ИНТЕГРАЛ (Зигерт и др., 2018).

В соответствии с поставленными целями в разделе 2 описана двузонная модель вспышки и рассчитан состав вещества оболочки новой по завершении термоядерной вспышки, включая содержание <sup>7</sup>Ве при различных наборах параметров. В разделе 3 предлагается новый подход к оценке содержания <sup>7</sup>Ве в новой V5668 Sgr, который учитывает состояние ионизации Ве и Са. В дальнейшем мы используем два возраста новой: время, прошедшее от оптического максимума блеска, которое характеризует время расширения сброшенной оболочки новой, и время, прошедшее от вспышки термоядерного горения, которая предположительно имела место за 7 дней до максимума (Зигерт и др., 2018); это время определяет долю нераспавшегося <sup>7</sup>Ве.

## СИНТЕЗ <sup>7</sup>Ве В НОВЫХ *Модель*

Используемая здесь двузонная модель аналогична модели, предложенной ранее (Боффин и др., 1993). Модель включает центральную зону с высокой температурой и внешнюю зону с более низкой температурой. Отношение массы центральной зоны к массе внешней в стандартной модели равно 1/10, близко к величине 1/9, принятой ранее в аналогичной модели (Боффин и др., 1993). Заметим, что расчеты показывают лишь слабую зависимость массовой доли синтезированного <sup>7</sup>Ве от отношения масс зон. Предполагаемая эволюция температуры и плотности в центральной зоне происходит адаиабатически ( $ho \propto T^3$ ), а зависимость от времени описывается экспонентой  $\rho = \rho_0 \exp\left(-t/t_e\right)$ , где  $t_e$  — характерное время горения. Температура и плотность внешней зоны определяются через фиксированное отношение температур центральной и внешней зоны (T<sub>2</sub>/T<sub>1</sub>). Максимальные величины  $ho_0$  и  $T_0$  меняются в диапазонах  $(10^2 - 10^4)$  г см<sup>-3</sup> и соответственно  $(1-5) \times 10^8$  K, а характерное время горения в пределах 100-300 с. Эффект конвективного перемешивания в процессе горения описывается в терминах постоянного темпа обмена веществом между зонами, причем время перемешивания для внешней зоны  $(t_c)$  в разных вариантах варьируется в диапазоне  $10^2 - 10^4$  с. Доля подмешанного вещества карлика в оболочке (q) менялась в пределах 0-0.5. Однако отметим, что энергетические соображения требуют значительной доли подмешанного вещества белого карлика в оболочке q > 0.1 (Старрфилд и др., 1978, 2019). Подчеркнем, что принятые интервалы значений параметров соответствуют физическим условиям, характерным для гидродинамических моделей вспышек новых (см., например, Дениссенков и др., 2014).

Для каждой зоны решается система кинетических уравнений относительно молевой доли  $Y_i = X_i/A_i$ , где  $X_i$  и  $A_i$  — массовая доля и атомный вес ядра. В кинетической схеме учитываются 282 ядер от <sup>1</sup>Н до <sup>57</sup>Сг, участвующих в 2011 реакциях горения водорода и гелия. Состав аккрецируемого вещества предполагается солнечным, состав вещества СО карлика тот же, что и в работе Кудряшова и др. (2000), а состав ОNeMg карлика взят из работы Ритосса и др. (1996). Расчеты показывают, что содержание <sup>7</sup>Ве в наших моделях не зависит от типа белого карлика. Скорости ядерных реакций взяты из баз данных NACRE (Ангуло и др., 1999) и JINA REACLIB (Сайбурт и др., 2010).

## Результаты моделирования

Содержание <sup>7</sup>Ве в конце активной фазы горения, т.е. при падении начальной температуры более чем на порядок, представлено на рис. 1 в зависимости от параметра q. Панели (а)—(d) последовательно показывают эффект вариации начальной температуры центральной зоны, времени перемешивания



**Рис. 1.** Рассчитанное в двузонной модели содержание <sup>7</sup>Ве в зависимости от доли вещества белого карлика в водородной оболочке: (а) — показывает эффект вариации начальной температуры в центральной зоне горения; (b) — эффект вариации времени перемешивания (в секундах); (c) — эффект вариации начальной плотности (г см<sup>-3</sup>) в центральной зоне горения; (d) — эффект вариации отношения температур в центральной и внешней зонах горения.

для внешней зоны, начальной плотности центральной зоны и отношения температур центральной и внешней зоны.

Содержание <sup>7</sup>Ве меняется сравнительно слабо при изменении начальной температуры центральной зоны (рис. 1a) и при различных значениях времени перемешивания (рис. 1b). При вариации плотности (рис. 1c) содержание <sup>7</sup>Ве заметно меняется в пределах  $10^{-6}$ —8 ×  $10^{-6}$ . На содержание <sup>7</sup>Ве особенно сильно влияет отношение температур двух зон (рис. 1d). С ростом этого отношения содержание <sup>7</sup>Ве растет и достигает  $3 \times 10^{-5}$  при малых значениях, q < 0.1. При  $T_2/T_1 > 3$  зависимость практически исчезает (Кудряшов, 2019, рис. 2). Оптимальное значение параметра q близко к 0.25 (Старрфилд и др., 2019). Максимальное содержание <sup>7</sup>Ве в наших моделях для этого значения q равно  $2.2 \times 10^{-5}$  (рис. 1d). Интересно, что эта величина совпадает с максимальным содержанием <sup>7</sup>Ве в оболочке новой в серии недавних гидродинамических моделей при q = 0.25 (Старрфилд и др., 2019). Оно приходится на массы СО-карликов в интервале  $1.15-1.35 \ M_{\odot}$  и составляет  $2 \times 10^{-5}$ . Величину X(<sup>7</sup>Be) =  $2 \times 10^{-5}$  целесообразно принять в качестве теоретического верхнего предела содержания <sup>7</sup>Ве в оболочках новых.

## СОДЕРЖАНИЕ <sup>7</sup>Ве В НОВОЙ V5668 Sgr

Из отношения эквивалентных ширин линий <sup>7</sup>Ве II и Са II 3933 Å в новой 2015 г. V5668 Sgr на 58-й день Моларо и др. (2016) делают вывод, что отношение чисел атомов  $N(^{7}\text{Be})/N(\text{Ca}) \approx 53-69$  в оболочке этой новой. Это предполагает массовую долю бериллия  $X(^{7}\text{Be}) \sim 9 \times 10^{-5}$ , что в четыре раза



**Рис. 2.** Модельный и наблюдаемый спектр новой V5668 Sgr на 58-й день (серая линия) линия в области дублета <sup>7</sup>Ве 3130.42, 3131.07 Å. Пунктир показывает предполагаемое поведение квазиконтинуума в области дублета в шкале лучевых скоростей. Панель (а) соответствует отсутствию дыр в оболочке (модель A), панель (b) показывает случай оболочки с дырами на фоне источника квазиконтинуума.

превышает верхний предел, полученный нами выше. Содержание <sup>7</sup>Ве в цитируемой работе, однако, найдено в предположении равенства относительных долей <sup>7</sup>Ве II/<sup>7</sup>Ве и Са II/Са. Справедливость такого допущения вызывает сомнение, поскольку потенциалы ионизации <sup>7</sup>Ве II/<sup>7</sup>Ве и Са II и более высокозарядных ионов существенно различны. Ниже предлагается оценка содержания <sup>7</sup>В с учетом ионизации Ве и Са.

## Лучевая концентрация<sup>7</sup> Ве

Определим величину лучевой концентрации  $^7$ Ве II и Са II на основе спектра V5668 Sgr на 58-й день (Моларо и др., 2016). Используемая для этого модель предполагает, что линиия поглощения формируется при резонансном поглощении в изотермическом слое на фоне континуума с потоком на внутренней границе оболочки F<sub>c</sub>. В действительности имеет место скорее не истинное поглощение, а резонансное рассеяние. Однако, поскольку рассеянные кванты распределены в широком интервале лучевых скоростей ( $\pm 1000$  км с<sup>-1</sup>), вклад рассеянного в линии излучения в узкий профиль поглощения пренебрежимо мал. По этой причине рассеяние можно трактовать как поглощение. Предполагается наличие гауссовой турбулентности в оболочке с микротурбулентной скоростью v<sub>t</sub>.

Турбулентность позволяет формально учесть и радиальный градиент скорости. Предварительные расчеты показывают, что для описания дублета <sup>7</sup>Ве II следует учесть вклад непоглощенного континуума, который приводит к увеличению остаточной интенсивности абсорбционных линий при значительной величине оптической толщины в центре линии. Доля непоглощенного континуума будет описываться параметром  $\eta$ . Смысл его в том, что  $\eta F_c$  — это поток континуума, который проходит к наблюдателю, минуя поглощающий газ, а  $(1-\eta)F_c$  — поток континуума, проходящий через поглощающий газ оболочки. Параметр η можно формально рассматривать как долю "дыр" в поглощающем слое на фоне источника континуума (квазиконтинуума). Это лишь иллюстрация возможности; реальная геометрия может быть сложнее и включать крупномасштабные отклонения от сферичности, которые характерны для оболочек новых. Другое обстоятельство, обнаруженное в расчетах спектра поглощения, — необходимость учета, по крайней мере, двух зон на луче зрения с различными микротурбулентными скоростями v<sub>t.1</sub> и v<sub>t.2</sub> и соответствующими лучевыми концентрациями  $\phi_1 N$  и  $(1 - \phi_1)N$ , где N — полная лучевая концентрация <sup>7</sup>Ве II в оболочке.

Результаты моделирования дублета <sup>7</sup>Ве II 3130.42, 3131.07 Å представлены на рис. 2. В

Модель	η	$\begin{array}{c} N, 10^{12} \\ {\rm cm}^{-2} \end{array}$	$v_{t,1},$ km c $^{-1}$	$v_{t,2},$ км с $^{-1}$	$\phi_1$
А	0	4	12	5	1
В	0.6	22	12	5	0.55

**Таблица 1.** Параметры моделей синтетического спектра дублета <sup>7</sup>Ве II

модели с  $\eta = 0$  и турбулентной скоростью 12 км  $c^{-1}$  (модель A, табл. 1) дублет не удается описать: синий компонент согласуется с наблюдаемым спектром, тогда как красный компонент имеет заметно меньшую глубину по сравнению с наблюдаемой. Очевидно, это является результатом насыщения линий поглощения при наличии непоглощенного континуума. Приемлемое описание дублета достигается в модели В с параметром  $\eta = 0.6$ . Присутствие в этой модели второго компонента с меньшей турбулентной скоростью  $(5 \text{ км } \text{ c}^{-1})$  связано с необходимостью описать небольшую ширину в нижней части профиля линии поглощения. Лучевая концентрация в модели В в 5.5 раза больше, чем в модели А. С учетом меньшего объема оболочки из-за наличия дыр отношение полного числа ионов <sup>7</sup>Ве моделей В и А составляет 2.2.

Модель В использована и для описания абсорбции Са II 3933 Å в том же спектре. Найденная лучевая концентрация Са II составляет  $6 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Эта величина будет использована ниже при определении содержания <sup>7</sup>Ве. Отношение лучевых концентраций на 58-й день составляет  $N(^7\text{BeII})/N(\text{CaII}) = 36.6$ . Полученное отношение близко к оценке Моларо и др. (2016)  $N(^7\text{BeII})/N(\text{CaII}) = 31.9$ , найденной из отношения эквивалентных ширин линий Са II 3933 Å и <sup>7</sup>Ве II 3130 Å.

## Ионизация Ве и Са и масса <sup>7</sup>Ве

Ионизацию Ве и Са в оболочке V5668 Sgr на момент t = 58 сут будем рассматривать в предположении, что газ оболочки радиуса r = vt со скоростью расширения v = 1175 км с<sup>-1</sup> (Моларо и др., 2016) находится в поле дилютированного чернотельного излучения с температурой T, излучаемого фотосферой радиуса  $r_p$ . В этом случае ионизацию можно описать модифицированным уравнением Саха с учетом фактора дилюции  $W = 0.5[1-(1-(r_p/r)^2)^{0.5}]$ :

$$n_e \frac{n_{k+1}}{n_k} = W\left(\frac{T_e}{T}\right)^{1/2} S_{eq}(T), \qquad (1)$$

где n<sub>e</sub> — электронная концентрация в оболочке, n<sub>k</sub> — концентрация ионов в k-й стадии ионизации  $(k = 1 \text{ соответствует нейтралам}), S_{eq}(T)$  — правая часть уравнения Саха в термодинамическом равновесии,  $T_e$  — электронная температура в оболочке, которую мы примем равной 5000 К в соответствии с температурой газа в модели синтетического спектра. В течение более 100 дней болометрическая светимость V5668 Sgr слабо изменяется и составляет  $\approx 2 \times 10^{38}$  эрг с<sup>-1</sup> (Герц и др., 2018); эта величина принимается в дальнейшем. Для определения температуры фотосферы и фактора дилюции при заданной светимости надо знать радиус фотосферы на 58-й день, который пока не известен. Ниже будет показано, что анализ ионизации Са при данной массе оболочки новой V5668 Sgr позволяет устранить и эту неопределенность.

Представление о нижнем пределе массы оболочки можно составить на основе оценки массы пыли в оболочке V5668 Sgr  $\sim 1.2 \times 10^{-7} M_{\odot}$ (Герц и др., 2018). Содержание углерода в новой DQ Her 1934 г. показывает избыток по отношению к солнечному на 1 dex (Мустель, Баранова, 1966). Поскольку новая V5668 Sgr во многих отношениях подобна новой DQ Her, можно ожидать такого же избытка углерода и в этой новой. Если весь углерод конденсируется в пыль, то масса оболочки должна быть порядка  $10^{-6} M_{\odot}$ . Эта величина является абсолютным нижним пределом, поскольку не весь углерод переходит в пыль. Об этом свидетельствует присутствие эмиссионного триплета С II 7231, 7236, 7237 А в спектре на 114-й день (Харви и др., 2018) в момент, когда масса пыли в оболочке максимальна (Герц и др., 2018). Для стандарной модели мы принимаем массу оболочки  $10^{-5} M_{\odot}$ , но допускаем отклонение в два раза в обе стороны.

Доля ионов Ве II и Са II рассчитывается в зависимости от радиуса фотосферы. Для кальция учтены шесть стадий ионизации и четыре стадии для бериллия. Относительная толщина оболочки принята равной  $\delta = \Delta r/r = 0.1$ , что согласуется с малой дисперсией скоростей в профилях линий бериллия по отношению к скорости расширения оболочки ( $\Delta v/v < 0.1$ ). При вычислении плотности учитывается скважность оболочки с долей дыр  $\eta = 0.6$  в согласии с моделью спектра дублета <sup>7</sup>Ве II. Электронная концентрация соответствует полной ионизации при солнечном химическом составе; отличие состава от солнечного не вносит существенной ошибки.

Рассчитанная доля ионов Ве II и Са II представлена на рис. За для оболочки с массой  $10^{-5} M_{\odot}$ . Различное поведение ионизации Ве и Са обусловлено низким потенциалом ионизации Са II, а также ионов кальция с зарядом >1. Из рис. За следует,



**Рис. 3.** Относительная доля ионов Be II и Ca II и массовая доля <sup>7</sup>Be: (a) — доля ионов Be II и Ca II в оболочке новой на 48-й день в зависимости от радиуса фотосферы при светимости  $2 \times 10^{38}$  эрг c<sup>-1</sup>, массе оболочки  $10^{-5} M_{\odot}$  и скорости расширения оболочки 1175 км c<sup>-1</sup>; (b) — массовая доля <sup>7</sup>Be для массы оболочки (справа налево) 0.5, 1 и 2 в единицах  $10^{-5} M_{\odot}$  в зависимости от радиуса фотосферы. Серая линия соответствует величинам  $X(^{7}Be)$  при значениях радиуса фотосферы и массы оболочки, которые удовлетворяют условию солнечного содержания Ca.

что при любых предположениях о радиусе фотосферы относительная доля <sup>7</sup>Ве II/<sup>7</sup>Ве превышает долю Са II/Са по меньшей мере на порядок величины, что делает равенство этих отношений в оболочке новой крайне маловероятным. Учитывая, что Са при вспышке новой не синтезируется, естественно считать содержание кальция солнечным. В этом случае с учетом принятой массы оболочки, лучевой концентрации Са II (подраздел 3.1) и найденной доле Са II в зависимости от радиуса фотосферы можно найти величину радиуса фотосферы, для которой содержание Са равно солнечному; он отмечен на рис. За пунктирной линией. Этому значению радиуса фотосферы соответствует яркостная температура фотосферы ≈15000 К. Пересечение пунктирной линии с кривой  $f(^{7}\text{Be})$  дает долю <sup>7</sup>Be II, которая в сочетании с лучевой концентрацией <sup>7</sup>Ве II позволяет получить массовую долю <sup>7</sup>Be.

Представленный выше метод оценки массовой доли <sup>7</sup>Ве реализован для интервала масс оболочки (0.5–2) ×  $10^{-5}M_{\odot}$  (рис. 2b). Содержание <sup>7</sup>Ве отнесено к моменту термоядерной вспышки. Множество значений  $X(^{7}$ Ве), для которых лучевая концентрация Са II равна величине, найденной по линии поглощения Са II 3933 Å, показано отрезком. В рассматриваемом интервале масс оболочки массовая доля <sup>7</sup>Ве заключена в пределах  $2.7 \times 10^{-6}-2.8 \times 10^{-5}$ . В стандартной модели оболоч-

ки с массой  $10^{-5}M_{\odot}$  массовая доля <sup>7</sup>Ве составляет  $8 \times 10^{-6}$ . Подчеркнем, что найденное содержание  $X(^{7}\text{Be})$  для интервала масс оболочки  $(0.5-2) \times 10^{-5}M_{\odot}$  согласуется с теоретическими предсказаниями содержания <sup>7</sup>Ве в оболочках новых.

## ПОТОК В ГАММА-ЛИНИИ 478 кэВ

Распад <sup>7</sup>Ве в <sup>7</sup>Lі через электронный захват сопровождается излучением гамма-квантов с энергией 478 кэВ с вероятностью p = 0.105 (Фаерстоун и др., 1999). Новая V5668 Sgr оказалась в поле наблюдения спектрометра SPI на спутнике ИН-ТЕГРАЛ (Зигерт и др., 2018). Суммарная экспозиция составила  $10^6$  с, но гамма-линия не была обнаружена с верхним пределом  $8.2 \times 10^{-5}$  фотон см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> на уровне  $3\sigma$ . Интересно сопоставить этот результат с потоком гамма-квантов 478 кэВ, который ожидается в нашей модели с массой оболочки  $10^{-5} M_{\odot}$  и содержанием бериллия  $X(^7\text{Be}) = 8 \times 10^{-6}$ .

Рассмотрим однородное содержание <sup>7</sup>Ве в оболочке, оптимальное для прямого выхода гаммаквантов без рассеяния. Сброс оболочки предполагается в виде ветра с постоянным темпом истечения массы с постоянной скоростью v = 1175 км с<sup>-1</sup>, который формируется на радиусе  $r_0 = 10^{11}$  см; эта величина не является критичной для результата. При данных условиях плотность ветра определяется величиной кинетической светимости ветра  $L_k = (1/2)wv^3$ , где  $w = \dot{M}/v$ — параметр плотности



**Рис. 4.** Поток гамма-квантов в линии 478 кэВ от новой с параметрами V5668 Sgr (см. текст) и расстоянием 1.2 кпк. В верхней части рисунка показан верхний предел, полученный со спектрометром SPI на спутнике ИНТЕГРАЛ (Зигерт и др., 2018), с указанием временного интервала наблюдений. Время отсчитывается от термоядерной вспышки, т.е. за 7 дней до момента оптического максимума (показан стрелкой). Показаны два случая кинетической светимости ветра  $L_w = 10^{38}$  эрг с<sup>-1</sup> (сплошная линия) и  $L_w = 2 \times 10^{38}$  эрг с<sup>-1</sup>.

ветра. Рассмотрим два случая  $L_w = 10^{38}$  эрг с<sup>-1</sup> и  $L_w = 2 \times 10^{38}$  эрг с<sup>-1</sup>. Этим вариантам соответствует время истечения 16 и 8 дней соответственно. Результат для расстояния 1.2 кпк (Герц и др., 2018) представлен на рис. 4 вместе с верхним пределом в интервале периода наблюдений прибором SPI. В рассматриваемой модели поток гамма-квантов на полтора порядка ниже установленного верхнего предела.

## ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Цель работы состояла в поиске причины противоречия между теоретическими предсказаниями содержания <sup>7</sup>Ве в оболочках новых звезд и недавними оценками содержания <sup>7</sup>Ве в новых на основе наблюдаемых линий поглощения резонансного дублета <sup>7</sup>Ве II 3130.42, 3131.07 Å. Проведенное исследование термоядерного горения в новых в рамках двузонной модели показывает, что содержание <sup>7</sup>Ве в оболочках не может превышать  $3 \times 10^{-5}$ , что в 3 раза меньше наблюдательной оценки, полученной для новой V5668 Sgr на 58-й день после максимума (Моларо и др., 2016). Поскольку последняя оценка была получена на основе предположения о равенстве доли однократно ионизованных Ве и Са, мы сочли необходимым заново определить содержание <sup>7</sup>Ве с использованием того же спектра. Новая оценка с учетом ионизации Ве и Са показала, что отношение Ве II/Ве по меньшей мере на порядок превышает отношение Са II/Са и, следовательно, предположение о равенстве указанных отношений не корректно. Основной вывод нашего исследования состоит в том, что содержание  $X(^7\text{Be})$  для интервала масс оболочки  $(0.5-2) \times 10^{-5} M_{\odot}$  согласуется с теоретическими предсказаниями содержания <sup>7</sup>Ве в оболочках новых.

Для стандартной модели оболочки с массой  $10^{-5}M_{\odot}$  рассчитанный поток гамма-квантов в линии 478 кэВ от распада <sup>7</sup>Ве на полтора порядка ниже верхнего предела, полученного для новой V5668 Sgr при наблюдениях со спектрометром SPI на спутнике ИНТЕГРАЛ. Таким образом, на сегодня отсутствует противоречие между наблюдаемым содержанием <sup>7</sup>Ве как с предсказаниями теории, так и с наблюдениями гамма-линии 478 кэВ.

Следует заметить, что при расчете ионизации Ве и Са мы использовали довольно схематическое описание потока ионизующего излучения, основанное на предположении о планковском спектре. Реалистичные модели ионизующего излучения крайне желательны для получения надежных оценок содержания <sup>7</sup>Ве в оболочках новых звезд. По мере уточнения моделей и увеличения числа исследованных новых можно будет определить величину вклада новых в галактический синтез <sup>7</sup>Li.

Ограничимся пока грубой оценкой. Рассматривая новую с массой оболочки  $10^{-5} M_{\odot}$  в качестве типичной классической новой, получаем при найденном содержании  $X(^{7}\text{Li}) = 8 \times 10^{-6}$  типичную массу синтезированного  $^7$ Li на одну новую 8  $\times$  $\times 10^{-11} M_{\odot}$ . При частоте вспышек классических новых в Галактике ≈50 в год (Шафтер, 2017) за последние 10<sup>10</sup> лет новые должны синтезировать в Галактике  $\approx 40~M_{\odot}$  лития. Беря массу барионного вещества в Галактике  $6.08 imes 10^{10} M_{\odot}$  (Ликвиа и др., 2015), находим вклад новых в содержание лития в Галактике  $A(^{7}\text{Li}) = 12 - \log (N\text{Li})/N(\text{H}) \approx$ pprox 2.15 или 8% от современного галактического содержания лития, которое составляет  $A(^{7}\text{Li}) =$ = 3.26 (Гревес и др., 2010). Учитывая неопределенность величин масс оболочек новых, можно допустить, что типичная масса оболочки выше, например,  $2 \times 10^{-5} M_{\odot}$ . В этом случае при содержании  $X(^7\text{Li}) = 2.8 \times 10^{-5}$  масса <sup>7</sup>Li на одну новую составляет  $5.6 imes 10^{-10} M_{\odot}$ , и, следовательно, около 50% галактического лития может синтезироваться новыми звездами. Таким образом, на сегодня положение с ролью новых в синтезе галактического лития остается крайне неопределенным с возможным вкладом в интервале от  $\leq 10\%$  до  $\sim 100\%$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ангуло и др. (C. Angulo, M. Arnould, M. Rayet, P. Descouvemont, D. Baye, C. Leclercq-Willain, A. Coc, S. Barhoumi, et al.), Nucl. Phys. A 656, 3 (1999).
- Бофин и др. (H.M.J. Boffin, G. Paulus, M. Arnould, and N. Mowlavi), Astron. Astrophys. 279, 173 (1993).
- Дарнли и др. (M.J. Darnley, M.F. Bode, E. Kerins, A.M. Newsam, J. An, P. Baillon, V. Belokurov, S. Calchi Novati, et al.), MNRAS 369, 257 (2006).
- Гревес и др. (N. Grevesse, M. Asplund, A.J. Sauval, and P. Scott), Astrophys. Sp. Sci. 328, 179 (2010).
- 5. Дениссенков и др. (P.A. Denissenkov, J.W. Truran, M. Pignatari, R. Trappitsch, C. Ritter, F. Herwig,

U. Battino, K. Setoodehnia, and B. Paxton), MNRAS **442**, 2058 (2014).

- 6. Зигерт и др. (T. Siegert, A. Coc, L. Delgado, R. Diehl, J. Greiner, M. Hernanz, P. Jean, J. José, et al.), Astron. Astrophys. **625**, 1075 (2018).
- 7. Иццо и др. (L. Izzo, P. Molaro, P. Bonifacio, M. Della Valle, Z. Cano, A. de Ugarte Postigo, J. L. Prieto, C. Thoene, et al.), MNRAS **478**, 1601 (2018).
- 8. Камерон (A.G.W. Cameron), Astrophys. J. **121**, 144 (1955).
- 9. Кудряшов А.Д., Науч. тр. Института астрономии РАН **3**, 205 (2019).
- 10. Кудряшов (A.D. Kudryashov, N.N. Chugai, and A.V. Tutukov), Astron. Rep. 44, 170 (2000).
- 11. Ликвиа, Ньюман (Т.С. Licquia and J.A. Newman), Astrophys. J. **806**, 96 (2015).
- 12. Моларо и др. (P. Molaro, L. Izzo, E. Mason, P. Bonifacio, and M. Della Valle), MNRAS **463L**, 117 (2016).
- 13. Мустель, Баранова (E.R. Mustel and L.I. Baranova), Sov. Astron. **10**, 388 (1966).
- 14. Ритосса и др. (С. Ritossa, E. Garcia-Berro, and I. Jr. Iben), Astrophys. J. **460**, 489 (1996).
- 15. Сайбурт и др. (R.H. Cyburt, A.M. Amthor, and R. Ferguson), Astrophys. J. Suppl. Ser. **189**, 240 (2010).
- 16. Селвелли и др. (P. Selvelli, P. Molaro, and L. Izzo), MNRAS **481**, 2261 (2018).
- 17. Сич (J. Seach), Cent. Bur. Electron. Telegrams 4080 (2015).
- 18. Старрфилд и др. (S. Starrfield, M. Bose, C. Iliadis, W.R. Hix, Ch.E. Woodward, and R.M. Wagner), arXive:1910.00575v1 (2019).
- 19. Старрфилд и др. (S. Starrfield, J.W. Truran, and W.M. Sparks), Astrophys. J. **226**, 186 (1978).
- 20. Таджитсу и др. (A. Tajitsu, K. Sadakane, H. Naito, A. Arai, and W. Aoki), Nature **518**, 381 (2015).
- 21. Таджитсу и др. (А. Tajitsu, К. Sadakane, and H. Naito), Astrophys. J. **818**, 191 (2016).
- 22. Фаерстоун и др. (R.B. Firestone, V.S. Shirley, C.M. Baglin, F.Y.F. Chu, and J. Zipkin), *Table of Isotopes* (John Wiley and Sons, New York, 1999).
- 23. Хернанц и др. (М. Hernanz, J. José, A. Coc, and J. Isern), Astrophys. J. **465**, L27 (1996).
- 24. Хосе, Хернанц (J. José and M. Hernanz), J. Phys. G Nucl. Phys. **34**, 431 (2007).
- 25. Шафтер (А.W. Shafter), Astrophys. J. **834**, 196 (2017).

# УДИВИТЕЛЬНАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ ПЛАНЕТАРНОЙ ТУМАННОСТИ IC 4997 = QV Sge

## © 2020 г. В. П. Архипова<sup>1</sup>, М. А. Бурлак<sup>1\*</sup>, Н. П. Иконникова<sup>1</sup>, Г. В. Комиссарова<sup>1</sup>, В. Ф. Есипов<sup>1</sup>, В. И. Шенаврин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Государственный Астрономический институт им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия Поступила в редакцию 25.12.2019 г.

После доработки 13.01.2020 г.; принята к публикации 28.01.2020 г.

Представлены результаты нового этапа (2009-2019 гг.) полувековой истории фотометрических наблюдений переменной планетарной туманности IC 4997 (QV Sge). Интегральные (звезда + + туманность) UBV-наблюдения показали дальнейший рост блеска в полосе V на 0<sup>m</sup>15, небольшое повышение (<0<sup>m</sup>1) в полосе В и постоянство в полосе U. С 2000 по 2019 г. показатель цвета B-V покраснел от  $0^{m}4$  до  $0^{m}7$ , а U-B существенно не изменился. В 2019 г. нами получены новые наблюдения в ближнем инфракрасном диапазоне в полосах JHKL. При сравнении их с наблюдениями в 1999—2006 гг. обнаружены падение блеска в полосе L в среднем на  $0^m4$  и поголубение показателя цвета K-L на  $0^m_2$ . Показано, что долговременные вариации блеска туманности в оптическом и инфракрасном диапазонах обусловлены, в основном, изменением вклада переменных эмиссионных линий в фотометрические полосы. Наши спектральные наблюдения с низким разрешением, продолженные в 2010-2019 гг., показали дальнейшее систематическое уменьшение отношения интенсивностей линий [OIII]  $\lambda 4363$  и Н $\gamma$ : за 30 лет оно уменьшилось почти в 3 раза, достигнув уровня, наблюдавшегося в 1960–1970 гг. Мы обнаружили, что абсолютные интенсивности небулярных линий [OIII]  $\lambda$ 4959 и  $\lambda$ 5007 увеличились к 2019 г. по сравнению с 1990 г. более, чем в 2 раза, тогда как авроральная линия [OIII]  $\lambda 4363$  ослабела в 2 раза после своего максимума, наблюдавшегося в 2000 г. Показано, что изменения абсолютной интенсивности линии H<sub>β</sub> за период 1960-2019 гг. качественно совпадали с вариациями потока в небулярной линии [OIII] λ4959 (и λ5007), но имели меньшую амплитуду. По линиям [SII] и [CIIII] были получены оценки электронной концентрации для внешней оболочки туманности. На основании данных об абсолютных интенсивностях линий  $H\beta$ , [OIII]  $\lambda4363,4959$  и их отношений предложен возможный сценарий изменения параметров газовой оболочки (Ne, Te) IC 4997 в 1970-2019 гг. Мы считаем, что основные особенности спектральной переменности IC 4997 можно объяснить вариацией электронной температуры планетарной туманности, которая вызвана не столько изменением ионизующего потока от центральной звезды, сколько переменным звездным ветром и процессами, связанными с ним. Таким образом, фотометрические и спектральные изменения у IC 4997 за период 1960-2019 гг. являются наблюдательным следствием отдельного эпизода усиленной потери массы нестационарным ядром туманности.

*Ключевые слова:* планетарные туманности, фотометрическая и спектральная переменность, IC 4997, QV Sge, диагностика газовой оболочки, электронная плотность, электронная температура.

DOI: 10.31857/S0320010820020011

## ВВЕДЕНИЕ

Среди молодых планетарных туманностей (ПТ) IC 4997 заслуживает особого внимания как первый в истории их исследования переменный источник излучения. Лиллер и Аллер (1957) сообщили о заметном изменении отношения интенсивностей эмиссионных линий  $\lambda$ 4363 [OIII] и Н $\gamma$ , сравнив свои спектральные наблюдения 1956 г. с наблюдениями, выполненными в 1938 г. Мензелом и др. (1941). Воронцов-Вельяминов (1960) подтвердил факт переменности указанной величины по наблюдениям в Крыму в 1959–1960 гг.

Большой интерес к IC 4997 был проявлен в 60-70-е годы прошлого века: были проведены спектрофотометрические наблюдения О'Делла (1963), Аллера и Калера (1964), Аллера и Лиллера (1966); в конце 70-х — наблюдения Ферланда (1979),

<sup>\*</sup>Электронный адрес: marina.burlak@gmail.com

Фейбельмана и др. (1979), Пургатхофера, Столла (1981). Но наиболее полно оптический спектр IC 4997 был представлен в работах Хьюнга и др. (1994), Хьюнга и Аллера (1993), где по наблюдениям с эшельным спектрографом в 1990 и 1991 гг. были измерены относительные интенсивности около 500 эмиссионных линий от  $\lambda$ 3647 до  $\lambda$ 10049. Там же были отмечены изменения относительных интенсивностей целого ряда других (помимо [OIII]  $\lambda$ 4363 и Н $\gamma$ ) линий спектра за один год наблюдений с высокой дисперсией.

Большой избыток инфракрасного (ИК) излучения IC 4997 впервые был обнаружен Жиллеттом (1971) в диапазоне 11 мкм. ИК-спектр туманности и ее пылевой оболочки подробно изучался в работах Натта и Панаджиа (1981), Потташа и др. (1984), Ленцуни и др. (1989). Таранова и Шенаврин (2007) по ИК-фотометрии 1999–2006 гг. обнаружили переменность излучения IC 4997 в полосе *H* в пределах 0<sup>m</sup>20–0<sup>m</sup>25 и 0<sup>m</sup>05 в полосе *J*.

Радионаблюдения ІС 4997 Миранды и др. (1996), Миранды и Торреллеса (1998) позволили построить карту излучения туманности в континууме на волнах 3.6 и 2 см с угловым разрешением лучше 0".1. Эти авторы описали новые детали в структуре внешней и внутренней оболочки и подтвердили двухкомпонентную модель туманности, предложенную ранее в работе Хьюнга и др. (1994). Исследуя переменность радиопотока от IC 4997, Миранда и Торреллес (1998) обнаружили быстрые (на временах около 1 года) морфологические изменения во внутренней части туманности в пределах <0.3" от центральной звезды и объяснили их взаимодействием коллимированного звездного ветра ядра с внешней оболочкой туманности. Согласно архивным данным, поток радиоизлучения на частоте 5 ГГц в оптически тонкой части оболочки уменьшился от 100 мЯн в 1989 г. (Акер и др., 1992) до 45 мЯн в 1996 г. (Гомес и др., 2002). Последующие наблюдения (Касассус и др., 2007; Паздерска и др., 2009) показали рост радиопотока от 80 до 108 мЯн на частоте 30 ГГц, однако данных оказалось недостаточно для детального анализа радиоспектра.

Центральная звезда IC 4997, HD 193538 = QV Sge, классифицировалась в ряде работ как звезда со слабыми эмиссионными линиями wels. Крайне сложно разделить наблюдаемый в оптическом диапазоне суммарный спектр на компоненты, принадлежащие туманности и центральной звезде, но в эшельном спектре эмиссионные линии CIV  $\lambda$ 5801, 5812 и CIII  $\lambda$ 4650 выделяются уверенно и приписываются звезде на основании их ширины (Хьюнг и др., 1994; Марколино, де Араужо, 2003). Марколино и др. (2007) отметили, что в спектре SWP 31683 (1987–09–01), взятом из архива IUE наблюдений, эмиссионная линия CIV  $\lambda 1549$  не имеет профиля типа P Суд, однако сравнение с более ранним IUE спектром SWP 08578 (1980–03–27) показывает изменения: в последнем уровень континуума выше, а линия NV  $\lambda 1238$ , возможно, имеет P Суд профиль. Авторы считают, что профили типа P Суд принадлежат звезде и ее нестационарному ветру, а не планетарной туманности. Этот факт может указывать на переменность излучения ядра IC 4997, в частности, связанную с проявлениями неустойчивого во времени и по мощности звездного ветра.

В морфологическом атласе ПТ Сахаи и др. (2011) по снимку с телескопом Хаббла IC 4997 классифицирована как биполярная ПТ. Яркая часть туманности состоит из двух пар лепестков, оси симметрии которых перпендикулярны друг другу, и простирается до < 2'' от ядра.

В 1968 г. на Крымской астрономической станции (КАС) ГАИШ МГУ по инициативе Е.Б. Костяковой начались регулярные фотометрические UBV и спектральные наблюдения ІС 4997. Угловой диаметр видимой в оптике туманности составляет около 2". И фотометрические, и спектральные наблюдения, выполненные в рамках данной программы, включают туманность вместе с ее центральной звездой HD 193538. Результаты спектрального и фотометрического мониторинга в разные годы были опубликованы в ряде статей: Воронцов-Вельяминов и др. (1970), Костякова (1970), Костякова и др. (1973), Архипова и др. (1994), Костякова (1990, 1999), Костякова и Архипова (2009), Бурлак и Есипов (2010). Наблюдения IC 4997 на телескопах КАС продолжаются, и в настоящей статье анализируются результаты, полученные в 2009-2019 гг., в совокупности с более ранними данными.

#### НАБЛЮДЕНИЯ

#### UBV-фотометрия

Хотя в литературе имеется довольно много отдельных оценок интегрального оптического блеска IC 4997, их сравнение между собой нецелесообразно из-за сильного эмиссионного спектра объекта и небольших различий "стандартных" фотометрических систем, дающих весьма заметный разброс данных. Мы же провели долговременный фотометрический мониторинг на одном телескопе с неизменной аппаратурой.

Наши UBV-наблюдения IC 4997 проводятся с помощью автоматизированного фотометра со счетом фотонов конструкции В.М. Лютого (1971) в кассегреновском фокусе телескопа Цейсс-600 КАС ГАИШ МГУ, начиная с 1971 г. Результаты наблюдений, полученных ранее, в основном

Таблица 1. UBV-фотометрия I	С4997 в	2009-20	19 гг.
-----------------------------	---------	---------	--------

JD	V	В	U	JD	V	В	U	JD	V	В	U
2455031	10.552	11.200	10.770	2456123	10.511	11.187	10.779	2457959	10.481	11.166	10.781
2455038	10.549	11.213	10.768	2456130	10.483	11.191	10.776	2457967	10.440	11.199	10.751
2455042	10.578	11.204	10.786	2456153	10.561	11.198	10.783	2457969	10.386	11.190	10.750
2455057	10.575	11.197	10.810	2456155	10.563	11.198	10.774	2457979	10.416	11.124	10.766
2455061	10.579	11.210	10.761	2456161	10.534	11.200	10.757	2457986	10.448	11.131	10.775
2455068	10.561	11.214	10.771	2456448	10.520	11.188	10.760	2457994	10.461	11.126	10.766
2455086	10.572	11.183	10.716	2456457	10.514	11.188	10.789	2458013	10.454	11.182	10.763
2455092	10.582	11.186	10.763	2456464	10.505	11.189	10.779	2458046	10.564	11.192	10.761
2455095	10.604	11.212	10.775	2456483	10.522	11.190	10.772	2458282	10.449	11.187	10.754
2455331	10.601	11.214	10.719	2456504	10.518	11.188	10.764	2458306	10.499	11.193	10.786
2455362	10.543	11.204	10.784	2456514	10.495	11.183	10.775	2458347	10.418	11.182	10.770
2455363	10.529	11.192	10.772	2456518	10.503	11.188	10.797	2458364	10.471	11.121	10.773
2455399	10.528	11.207	10.830	2456575	10.552	11.202	10.778	2458435	10.474	11.220	10.760
2455410	10.495	11.200	10.744	2456605	10.553	11.199	10.780	2458613	10.490	11.191	10.773
2455413	10.489	11.202	10.769	2456607	10.540	11.200	10.765	2458636	10.425	11.141	10.789
2455422	10.519	11.205	10.787	2456839	10.486	11.131	10.765	2458638	10.434	11.119	10.785
2455662	10.543	11.204	10.784	2456868	10.477	11.132	10.765	2458647	10.445	11.123	10.756
2455663	10.529	11.192	10.772	2456875	10.468	11.108	10.744	2458658	10.437	11.120	10.781
2455737	10.544	11.194	10.772	2456885	10.442	11.147	10.715	2458661	10.449	11.130	10.776
2455743	10.565	11.200	10.784	2456893	10.506	11.123	10.775	2458677	10.443	11.132	10.758
2455750	10.569	11.192	10.766	2456944	10.547	11.170	10.746	2458691	10.440	11.111	10.743
2455754	10.531	11.190	10.792	2457213	10.484	11.130	10.827	2458701	10.468	11.118	10.778
2455766	10.535	11.209	10.765	2457216	10.478	11.138	10.778	2458704	10.441	11.124	10.768
2455774	10.529	11.206	10.767	2457220	10.497	11.136	10.778	2458719	10.388	11.103	10.794
2455779	10.554	11.204	10.767	2457253	10.501	11.183	10.810	2458720	10.415	11.119	10.727
2455780	10.650	11.248	10.811	2457270	10.447	11.169	10.767	2458721	10.399	11.112	10.743
2455782	10.542	11.188	10.771	2457550	10.487	11.200	10.774	2458725	10.446	11.126	10.804
2455794	10.552	11.205	10.777	2457578	10.506	11.128	10.768	2458733	10.472	11.101	10.761
2455861	10.570	11.211	10.750	2457583	10.457	11.142	10.784	2458752	10.477	11.119	10.774
2455866	10.598	11.215	10.782	2457640	10.442	11.210	10.694	2458760	10.485	11.107	10.797
2456101	10.515	11.196	10.767	2457935	10.442	11.196	10.742	2458778	10.472	11.127	10.795
2456121	10.484	11.184	10.791	2457950	10.478	11.195	10.749	2458789	10.492	11.129	10.787
2456122	10.531	11.186	10.780	2457958	10.487	11.189	10.740				

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 46 № 2 2020

Годы	V	$\sigma_V$	В	$\sigma_B$	U	$\sigma_U$	N
2008.6	10.572	0.017	11.202	0.012	10.769	0.012	10
2009.5	10.529	0.037	11.204	0.007	10.772	0.035	7
2011.6	10.523	0.031	11.192	0.006	10.776	0.010	8
2010.6	10.558	0.035	11.204	0.015	10.776	0.015	14
2012.6	10.523	0.020	11.191	0.006	10.776	0.011	10
2013.6	10.488	0.033	11.135	0.021	10.754	0.020	7
2014.6	10.481	0.021	11.151	0.023	10.792	0.025	5
2015.6	10.473	0.029	11.170	0.041	10.755	0.041	4
2016.6	10.460	0.045	11.172	0.030	10.759	0.013	11
2017.6	10.462	0.030	11.180	0.037	10.769	0.012	5
2018.6	10.447	0.033	11.127	0.021	10.774	0.021	19

Таблица 2. Среднегодовые значения UBV-блеска IC 4997 в 2009-2019 гг.

Е.Б.Костяковой, были представлены в работах Костяковой и др. (1973), Костяковой (1991), Архиповой и др., (1994), Костяковой и Архиповой (2009). В настоящей работе приводятся новые UBV наблюдения за 2009–2019 гг. В качестве звезды сравнения, как и прежде, использовалась звезда HD 355464, звездные величины которой ( $V = 9^{m}98$ ,  $B = 10^{m}08$ ,  $U = 10^{m}10$ ) получены привязкой к фотометрическим стандартам — членам звездных скоплений NGC 6633 и NGC 7063 (Хилтнер и др., 1958). Средняя точность фотометрических оценок составляет  $\sigma_V = 0^{m}009$ ,  $\sigma_B = 0^{m}009$ ,  $\sigma_U = 0^{m}012$ . Наблюдения проводились с диафрагмой 27" (иногда 13"), при этом измерялся блеск всего объекта в целом — ПТ и центральной звезды.

Здесь мы приводим наблюдения в нашей инструментальной системе, очень близкой к стандартной фотометрической системе Джонсона. Методика обработки, кроме стандартных процедур, включает приведение наблюдений к одной температуре под куполом телескопа ( $t = +10^{\circ}$  C) и введение поправки из-за незначительного изменения инструментальной системы в 1989 г. вследствие замены фотоумножителя. Зависимость звездных величин в полосах V и B от температуры представляется уравнениями

$$\Delta V = 0.121 - 0.013t + 1.624 \times 10^{-4} t^2, \quad (1)$$
$$\Delta B = -0.011 - 0.001t,$$

где t — температура воздуха под куполом телескопа.

Для приведения оценок блеска к системе старого  $\Phi \Im Y$  вводились следующие поправки:  $\Delta V = 0^m 109$ ,  $\Delta B = -0^m 084$ ,  $\Delta U = -0^m 040$ .

В табл. 1 приводятся результаты UBVфотометрии IC 4997 в 2009—2019 гг. Для исследования вековой переменности IC 4997 мы получили среднегодовые значения UBV-блеска и приводим их в табл. 2 вместе со среднеквадратичными отклонениями и количеством ночей за год (N).

#### ИК-фотометрия

ИК-фотометрия IC 4997 проводилась в 1999– 2006 гг. и возобновилась в 2019 г. на 1.25-м телескопе КАС ГАИШ МГУ при помощи фотометра с фотовольтаическим приемником из антимонида индия (InSb), охлаждаемого жидким азотом. Фотометр установлен в кассегреновском фокусе телескопа. Диаметр входной диафрагмы ≈12", а

JD	J	$\sigma_J$	Н	$\sigma_H$	K	$\sigma_K$	L	$\sigma_L$
2458631.5	10.52	0.03	10.67	0.05	9.94	0.03	_	_
2458634.5	10.42	0.04	10.60	0.04	9.91	0.03	8.72	0.09
2458631.5	10.52	0.03	10.67	0.05	9.94	0.03	_	_
2458655.5	10.51	0.02	_	_	9.92	0.03	8.70	_
2458659.5	10.44	0.04	10.65	0.07	9.92	0.03	8.70	0.08
2458682.5	10.53	0.03	10.69	0.05	9.99	0.04	8.54	0.12
2458686.5	10.52	0.03	10.71	0.04	9.93	0.03	8.52	0.11
2458704.5	10.55	0.04	10.52	0.06	9.93	0.05	8.48	0.18
2458734.3	10.54	0.03	10.52	0.03	9.94	0.03	8.56	0.08
2458776.2	10.47	0.03	10.64	0.03	9.95	0.02	8.61	0.10

Таблица 3. Результаты ЈНКС-фотометрии ІС 4997 в 2019 г.

пространственное разделение пучков при модуляции составляло ≈30" в направлении восток-запад. Фотометрическим стандартом служила звезда BS 7635 из каталога Джонсона и др. (1966). Результаты ИК-фотометрии IC 4997 в 1999–2006 гг. были представлены в работе Тарановой и Шенаврина (2007). В табл. З приводятся результаты новых наблюдений в полосах JHKL за 2019 г.

## Спектральные наблюдения

Спектральные наблюдения ІС 4997 в оптическом диапазоне проводились на 1.25-м телескопе КАС ГАИШ МГУ в 2010-2019 гг. Использовался спектрограф низкого разрешения с дифракционной решеткой 600 шт/мм и ПЗС-матрицей ST-402 размером 765 × 510 пикселей. Ширина щели была постоянной и составляла 4". Спектральное разрешение в среднем оценивается в 7.4 Å (FWHM). В августе и октябре 2019 г. спектры были получены в новой конфигурации спектрографа с другими объективом камеры и ПЗС-матрицей FLI PL-4022 размером 2048 × 2048 пикселей, работавшей в режиме бининга  $2 \times 2$ . В новой конфигурации спектральное разрешение оставалось примерно таким же. Для калибровки потоков проводились также наблюдения звезд-стандартов с известными распределениями энергии: 107 Her, 18 Vul, 29 Vul, HD 196775, 40 Cyg, *р* Aql (Глушнева и др., 1998; Пиклс, 1998). Калибровочные звезды наблюдались до и/или после IC 4997 на близких воздушных массах. Журнал наблюдений представлен в табл. 4.

Конструкция спектрографа такова, что одновременно можно получить участок спектра длиной около 1500 Å в старой и около 2400 Å в новой конфигурации. Для покрытия всей доступной области спектра (~4000–9500 Å) требуется четыре либо три диапазона. Обычно разность воздушных масс между IC 4997 и звездой стандартом не превышала 0.2. В условиях стабильной атмосферы точность абсолютной калибровки составляла ~5%, о чем свидетельствовало удовлетворительное совпадение краевых участков диапазонов. При нестабильном состоянии атмосферы точность калибровки была хуже (до 20%).

Интенсивности эмиссионных линий измерялись как площадь под спектральным профилем. В табл. 5 представлены наблюдаемые относительные интенсивности линий в шкале  $I(H\beta) = 100$ , а также наблюдаемый поток в линии  $F(H\beta)$  в абсолютных единицах. Для линий, интенсивность которых составляет больше 1% от интенсивности  $H\beta$ , ошибка равна примерно 10%, и около 25% для более слабых. Точность измерения потока в линии  $H\beta$  в среднем оценивается как 10%.

Для исследования физических условий в туманности необходимо было исправить относительные интенсивности за межзвездное поглощение света. В работе Бурлак, Есипов (2010) была подробно рассмотрена история определения избытка цвета для IC 4997, и по спектральным наблюдениям 2003—2009 гг. получена оценка  $c(H\beta) = 0.35$ с учетом эффекта самопоглощения в водородных

Дата	JD	Диапазон, Å	Стандарт
04.08.2010	2455413	4000-7200	18 Vul
31.07.2011	2455774	4000-7400	HD 196775
26.08.2011	2455800	4000-9100	40 Cyg
21.07.2012	2456130	4000-7400	18 Vul
23.08.2012	2456163	4200-7400	ho Aql
09.07.2013	2456483	4000-7200	29 Vul
08.08.2015	2457243	4000-7700	107 Her
06.08.2016	2457607	4000-6700	ho Aql
09.08.2016	2457610	4000-7700	ho Aql
21.07.2017	2457956	4000-9700	ho Aql
19.10.2017	2458046	4000-9700	ho Aql
08.08.2018	2458339	4000-7000	29 Vul
13.10.2018	2458405	4000-9400	29 Vul
07.07.2019	2458672	4000-9400	29 Vul, 30 Vul
07.08.2019	2458703	4000-9250	29 Vul, HD 196775, $\eta$ Sge
03.10.2019	2458760	4000-9250	HD 196775, $\eta$ Sge

Таблица 4. Журнал спектральных наблюдений ІС 4997

линиях. Наши новые спектральные данные удовлетворительно согласуются с этим значением  $c(H\beta)$ . Отметим, что в 2010—2019 гг. бальмеровский декремент также указывал на наличие самопоглощения, хотя к 2019 г. этот эффект уменьшился.

## ФОТОМЕТРИЧЕСКАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ

Переменность интегрального блеска IC 4997 характеризуется малоамплитудными (менее  $0^{m}2$ ) вариациями внутри сезона и долговременным трендом в течение последних 50 лет. Изменение среднегодового блеска IC 4997 в фильтрах *UBV* и показателей цвета U-B и B-V с 1968 по 2019 г. по результатам работ Костяковой и др. (1973), Костяковой (1991, 1999), Архиповой и др. (1994), Костяковой и Архиповой (2009), неопубликованным наблюдениям Е.Б. Костяковой и новым данным показано на рис. 1.

Амплитуда изменения среднегодового блеска V составила около 0<sup>m</sup>6, в полосе  $B - 0^m$ 4, в полосе U — около 0<sup>m</sup>3. Важно отметить, что за полвека наших наблюдений интегральный блеск объекта в U и B полосах плавно описал асимметричную кривую и вернулся в исходное состояние, тогда как в V полосе после 2010 г. блеск продолжал повышаться, и в настоящее время звезда ярче на 0<sup>m</sup>2, чем в начале наших наблюдений. Показатели цвета B-V и U-B изменялись со временем менее плавно и в целом показали поголубение на стадии уменьшенного интегрального блеска, с заметным разбросом значений на этой стадии, что можно было бы приписать переменному эффекту эмиссионных линий.

## АРХИПОВА и др.

**Таблица 5.** Наблюдаемые интенсивности эмиссионных линий в спектре IC 4997 в шкале  $I(H\beta) = 100$  и наблюдаемая интенсивность  $H\beta$  в единицах  $10^{-11}$  эрг с<sup>-1</sup> см<sup>-2</sup>

$\lambda, Å$	Ион	04.08.10	31.07.11	26.08.11	21.07.12	23.08.12	09.07.13	08.08.15	06.08.16
4102	Нδ	20.1	20.7	20.9	23.8	_	21.6	21.9	21.4
4340	$H\gamma$	43.7	43.7	46.6	51.0	46.5	46.4	47.9	42.2
4363		46.3	46.8	41.8	43.5	43.9	41.6	36.8	33.9
4471	HeI	4.01	4.35	4.47	4.81	4.13	4.54	4.45	4.16
4713	HeI	0.94	0.97	0.85	0.97	_	0.97	0.81	0.76
4740	[ArIV]	0.38	0.45	0.41	0.43	_	0.42	0.37	0.34
4959	[OIII]	227	238	238	224	233	237	225	226
5007	[OIII]	690	725	734	680	691	723	678	_
5192	[ArIII]	0.18	0.16	0.20	0.16	_	_	0.11	0.11
5270	[FeIII]	0.27	0.30	0.27	0.32	_	0.28	0.26	0.29
5518	[CIIII]+OI	0.18	0.15	0.14	0.15	_	0.17	0.14	0.14
5538	[CIIII]	0.28	0.29	0.28	0.31	—	0.33	0.30	0.29
5755	[NII]	1.45	1.65	1.66	1.56	1.64	1.60	1.50	1.48
5876	HeI	20.8	21.3	21.2	20.4	21.5	16.9	19.1	19.4
6300	[OI]	6.82	5.91	6.73	6.35	6.70	6.38	5.88	6.10
6312	[SIII]	3.03	2.93	3.25	3.40	3.13	2.95	3.12	3.09
6364	[OI]	2.29	2.16	2.33	2.27	2.24	2.23	2.19	2.25
6563	Нα	376	397	380	366	463	376	425	_
6584	[NII]	24.7	26.2	28.1	25.4	33.3	27.4	30.1	38.8
6678	HeI	5.52	5.75	5.69	5.41	6.56	5.11	5.31	_
6716	[SII]	0.86	0.96	0.92	0.88	1.14	0.77	1.04	_
6731	[SII]	1.85	1.95	1.91	1.85	2.34	1.71	1.89	_
7065	HeI	17.0	19.5	18.5	18.6	20.9	15.8	17.6	_
7136	[ArIII]	12.6	15.1	13.7	14.9	16.7	12.4	14.4	_
7170	[ArIV]	0.61	0.35	0.54	0.34	_	—	0.62	—
7237	[ArIV]	—	0.26	0.32	0.28	_	_	0.44	—
7281	HeI	_	1.63	1.39	1.31	1.18	—	1.70	_
7751	[ArIII]	_	—	3.12	—	—	—	—	—
9069	[SIII]	_	_	21.7	_	_	_	_	_
	$F(\mathrm{H}\beta)$	3.14	2.87	3.24	3.05	3.04	3.24	3.25	3.33

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 46 № 2 2020

Таблица 5. Окончание

$\lambda$ , Å	Ион	09.08.16	21.07.17	19.10.17	08.08.18	13.10.18	07.07.19	07.08.19	03.10.19
4102	Hδ	18.2	19.6	19.7	19.9	17.4	19.3	19.8	19.4
4340	$H\gamma$	41.2	45.7	43.1	46.8	42.3	42.8	42	40
4363	[OIII]	30.6	32.2	30.8	32.5	29.0	32.6	35.5	32.7
4471	HeI	3.78	4.01	3.53	4.06	3.16	3.39	4.79	4.51
4712	HeI	0.68	0.83	0.73	0.77	0.77	0.92	1.05	0.9
4740	[ArIV]	0.32	0.36	0.32	0.29	0.30	0.44	0.49	0.46
4959	[OIII]	226	219	225	232	235	230	237	216
5007	[OIII]	_	671	670	_	715	_	726	658
5192	[ArIII]	0.11	0.13	—	0.13	0.10	0.10	0.15	0.09
5270	[FeIII]	0.27	0.26	—	0.27	0.26	0.26	0.27	0.31
5518	[CIIII]+OI	0.13	0.12	0.14	0.12	0.16	0.18	0.15	0.16
5538	[CIIII]	0.28	0.29	0.25	0.30	0.31	0.33	0.35	0.33
5755	[NII]	1.53	1.39	1.37	1.41	1.34	1.34	1.66	1.61
5876	HeI	19.1	18.9	16.6	18.7	18.9	18.1	19.4	19.7
6300	[OI]	6.25	6.43	5.33	5.77	6.01	5.8	7.16	6.94
6312	[SIII]	3.00	2.58	2.63	2.87	2.81	2.48	2.79	2.87
6364	[OI]	2.29	2.23	1.62	2.05	2.16	2.11	2.44	2.48
6563	$H\alpha$	351	438	321	422	388	368	475	408
6584	[NII]	35.7	38.6	27.5	36.7	36.2	33.7	32.2	28.4
6678	HeI	5.03	5.33	4.12	4.88	5.01	4.92	5.48	5.75
6716	[SII]	1.02	0.85	0.73	0.75	0.84	0.88	0.97	0.97
6731	[SII]	1.77	1.93	1.50	1.79	1.84	1.82	2.08	2.20
7065	HeI	16.2	16.7	13.9	—	15.1	13.9	16.0	18.5
7136	[ArIII]	13.5	13.8	11.1	—	12.2	11.4	13.3	14.8
7170	[ArIV]	—	0.47	0.43	—	0.40	0.47	0.40	0.63
7237	[ArIV]	_	0.35	0.28	—	0.33	0.29	0.40	0.35
7281	HeI	1.10	1.80	1.29	_	1.68	1.43	1.57	1.74
7751	[ArIII]	—	3.63	2.17	—	3.12	2.85	3.46	3.86
9069	[SIII]	_	43.9	36.6	_	26.2	32.3	57.9	46.2
$F(H\beta)$	3.33	3.55	3.64	4.29	3.08	3.19	3.53	2.93	3.16

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 46 № 2 2020



Рис. 1. Среднегодовые кривые блеска и показателей цвета ІС 4997 с 1968 по 2019 г.

Для оценки вклада эмиссионных линий в фотометрических полосах системы UBV мы выделили эмиссионный спектр туманности ІС 4997 из наших средних UBV для 1990 г. с использованием самых полных и надежных спектральных данных 1990 г. из работы Хьюнга и др. (1994). Учитывались линии, относительная интенсивность которых была не ниже 0.05 в шкале  $I(H\beta) = 100$ . К сожалению, в этой работе имелись лишь относительные интенсивности линий спектра IC 4997 в августе 1990 г. Для абсолютизации потоков в линиях нами был принят абсолютный поток излучения туманности в линии НВ в 1990 г., приведенный в работе Костяковой и Архиповой (2009), равный  $F(H\beta) =$  $= 2.6 \times 10^{-11}$ эрг·см $^{-2}$ с $^{-1}$ . В 1990 г. по результатам 12 ночей наблюдений (май-октябрь) мы получили средние значения блеска и показателей цвета V =  $= 11^{m}.07, B = 11^{m}.52, U = 10^{m}.98, B - V = +0.45,$ U-B = -0.54. Для учета вклада линий мы использовали кривые пропускания нашей инструментальной системы UBV.

Отметим, что даты наблюдений для всех источников данных не совпадали между собой, однако средняя дата *UBV*-наблюдений и абсолютных спектрофотометрических измерений приходится на конец июля 1990 г.

В результате мы получили оценки вклада линий излучения в полосах *UBV*, а также потоки и звездные величины суммарного континуума объекта в 1990 г.

$$F_V(\text{lines}) = 4.57 \times 10^{-11} \text{ spr cm}^{-2}\text{c}^{-1},$$
  

$$F_V(\text{cont}) = 8.91 \times 10^{-11} \text{ spr cm}^{-2}\text{c}^{-1},$$
  

$$V(\text{cont}) = 11^{\text{m}}51;$$
  

$$F_B(\text{lines}) = 11.06 \times 10^{-11} \text{ spr cm}^{-2}\text{c}^{-1},$$
  

$$F_B(\text{cont}) = 4.73 \times 10^{-11} \text{ spr cm}^{-2}\text{c}^{-1},$$
  

$$B(\text{cont}) = 12^{\text{m}}83;$$

$$F_U(\text{lines}) = 2.35 \times 10^{-11} \text{ эрг см}^{-2} \text{c}^{-1},$$
  
 $F_U(\text{cont}) = 17.11 \times 10^{-11} \text{ эрг см}^{-2} \text{c}^{-1},$   
 $U(\text{cont}) = 11^m 14.$ 

В фотометрических полосах системы UBV эффект эмиссионных линий у переменной ПТ IC 4997 в 1990 г. составлял 30% в V, 70% в B, нижний предел в полосе U - 13% (из-за отсутствия измеренных линий за бальмеровским скачком в 1990 г.).

Особо отметим вклад излучения небулярных линий [OIII]  $\lambda$ 5007 и  $\lambda$ 4959, а также линии Н $\beta$  в полосы В и V. На рис. 2 представлено соотношение между суммарным потоком сильнейших эмиссионных линий — Н $\beta$ , [OIII]  $\lambda$ 4959 и  $\lambda$ 5007 — и блеском в полосах V и В. Рассматриваются среднегодовые значения с 1972 по 2019 г. Прослеживается четкая связь между этими величинами: коэффициенты корреляции суммарного потока  $\log(F(H\beta) +$  $+ F(\lambda 4959) + F(\lambda 5007))$  и блеска в полосах V и В составляют соответственно 0.90 и 0.81. Следовательно, основной причиной переменности в этих фотометрических полосах можно считать изменение со временем линейчатого спектра туманности. Подобный анализ переменности блеска в полосе U затруднен тем, что мы не располагаем данными об изменении спектра туманности в диапазоне длин волн короче  $\lambda 3700$ .

Показатели цвета суммарного излучения ядра туманности и ее газового континуума оказались равными  $B-V = +1^{m}32$ ,  $U-B < 1^{m}69$ . Принимая  $E(B-V) = 0^{m}24$  для IC 4997, получаем исправленные за поглощение света показатели цвета суммарного непрерывного спектра  $(B-V)_0 = +1^{m}08$ ,  $(U-B)_0 < 1^{m}89$ .

После вычитания вклада эмиссионного спектра положение IC 4997 на двухцветной диаграмме



Рис. 2. Сопоставление величины  $\lg(F(H\beta) + F(\lambda 4959) + F(\lambda 5007))$  с блеском в полосах V и B за период с 1972 по 2019 г. Звездочки — данные из работы Костяковой и Архиповой (2009), точки — настоящая работа.

U-B, B-V оказалось в области значений, характерных для суммарных показателей цвета горячей звезды с температурой выше 35 000 К и газового континуума с заметной оптической толщей. Из-за несовпадения дат фотометрических и спектральных наблюдений и других факторов мы оцениваем неопределенность положения IC 4997 без эмиссионных линий на двухцветной диаграмме в ~ $0^{m}3$ .

Отметим, что ІС 4997 была уверенно классифицирована как биполярная ПТ (Сахаи и др., 2011). В настоящее время многие исследователи считают, что биполярные ПТ, морфология которых напоминает песочные часы (т.е. цилиндр с узкой перемычкой в центре), имеют в качестве ядра тесную двойную звезду. В связи с этим фактом нам было интересно поискать проявления возможной двойственности ядра в суммарном оптическом континууме IC 4997 после вычитания вклада эмиссионных линий из UBV данных. Полученные нами выше показатели цвета  $(B-V)_0(\text{cont}) = 1.08$ и  $(U-B)_0(\text{cont}) < -1.89$ , хотя и обнаруживают некий избыток в показателе  $(B-V)_0(\text{cont})$ , но изза низкой точности оценки его нельзя считать достоверным.

Переменность блеска IC 4997 обнаружена и в ближнем ИК-диапазоне. Таранова и Шенаврин (2007) представили наблюдения в полосах JHKL за период с 1999 по 2006 г. и показали, что амплитуда колебаний JHKL-блеска туманности составила порядка  $0^m 2 - 0^m 3$ , а показателей цвета J-H, H-K и K-L — до  $\sim 0^m 5$  на шкале времени 260—280 дней. Авторы выдвинули предположение, что обнаруженные ими изменения в полосе Hв основном связаны с изменением вклада водородных линий серии Бреккета. В 2019 г. нами были проведены наблюдения на том же телескопе, с той же аппаратурой. На рис. З представлены кривые блеска и показателей цвета в ближнем ИКдиапазоне IC 4997 по данным из работы Тарановой и Шенаврина (2007) и новым наблюдениям 2019 г. На рис. З видно, что в 2019 г. в H и K полосах блеск находился на уровне минимальных значений за 1999–2006 гг., а в J полосе в среднем понизился на 0<sup>m</sup>25. Наиболее существенные изменения показал блеск в полосе L: его уровень упал на 0<sup>m</sup>4. Показатели цвета с 1999 г. в среднем практически не изменились и примерно составляют  $J-H = -0^m 2$ ,  $J-K = 0^m 5$ ,  $H-K = 0^m 7$ . Только показатель цвета K-L уменьшился с 1<sup>m</sup>5 до 1<sup>m</sup>3.

Вайтлок (1985) рассмотрела основные источники излучения ПТ в ближнем ИК-диапазоне. Это свободно-свободное и свободно-связанное излучение водорода и гелия и тепловое излучение пыли с  $T_d > 1000$  К (если таковая присутствует в туманности). Небольшой вклад дает центральная звезда и заметный — эмиссионные линии, сильнейшие из которых: в *J*-полосе — линии серии Пашена Р $\beta$  и Р $\gamma$ , Не II  $\lambda 1.162$  мкм, Не I  $\lambda 1.083$  мкм; в *H*-полосе — линии серии Бреккета от Br 10  $\lambda 1.737$  мкм до границы серии на  $\lambda 1.459$  мкм; в *K*полосе — Br $\gamma$  и He I  $\lambda 2.058$  мкм.

Вайтлок (1985) предложила классифицировать ПТ в зависимости от основного источника излучения в диапазоне длин волн 1-2 мкм. Согласно этой классификации, IC 4997 относится к типу N (nebula), для которого в ближнем ИК-диапазоне преобладает излучение газовой туманности. Следует также отметить, что IC 4997 — туманность низкого возбуждения, и в ее спектре отсутствует эмиссионная линия He II на 1.162 мкм. Следовательно, переменность блеска IC 4997 в полосах JHK, скорее всего, связана с изменением вклада



Рис. 3. Изменение блеска и показателей цвета ІС 4997 в ближнем ИК-диапазоне с 1999 по 2019 г.

линий водорода и в меньшей степени — линий He I, и можно исключить влияние переменной пылевой составляющей.

В работе Озавы и др. (2016) представлены АКАRI/IRC спектры 72 ПТ, в том числе IC 4997, в ближнем ИК-диапазоне (2.5–5.0 мкм). Благодаря этой работе, мы имеем представление об основных эмиссионных линиях в спектре IC 4997, попадающих в полосу пропускания фильтра L. Отметим, что в этой полосе основные эмиссионные линии относятся к серии Бреккета: Вг $\alpha$   $\lambda$ 4.05 мкм и Вг $\beta$  $\lambda$ 2.62 мкм. Следовательно, можно предполагать, что переменность блеска IC 4997 в полосе L вызвана изменением абсолютного потока излучения в этих линиях.

## СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ

Исторически первым свидетельством спектральной переменности IC 4997 стало изменение отношения интенсивностей авроральной линии [OIII]  $\lambda$ 4363 к H $\gamma$ , которое может быть сравнительно легко и надежно измерено. На рис. 4 показана эволюция отношения  $F(\lambda$ 4363)/ $F(H\gamma)$ в течение нескольких десятков лет по данным этой работы и более ранним оценкам других авторов, начиная с наблюдений 1938 г.: Аллер (1941), Струве, Свингс (1941), Пейдж (1942), Уайт (1952), Лиллер, Аллер (1963), Аллер, Лиллер (1966), Воронцов-Вельяминов и др., (1965), Аллер, Калер (1964), О'Делл (1963), Ахерн (1978), Фейбельман и др. (1979), Пургатхофер (1978), Пургатхофер, Столл (1981), Акер и др. (1989), Хьюнг и др. (1994), Костякова, Архипова (2009). Кроме того, мы измерили интенсивности линий в спектре IC 4997, опубликованном в работе Гайдука и др. (2015), а также в спектре, представленном в базе данных HASH PN (Паркер и др., 2016). За все время наблюдений это отношение описало волну с размахом около 0.45 в логарифмическом представлении и характерным временем порядка 50–60 лет. За период 2010–2019 гг. величина  $\lambda 4363/H\gamma$  уменьшалась, продолжая тенденцию, начатую около 1990 г., и к 2019 г. вернулась к значению, наблюдавшемуся в 1960–1970 гг.

Помимо вариации отношения  $F(\lambda 4363)/F(H\gamma)$ , в спектре IC 4997 наблюдаются также изменения интенсивностей небулярных линий [OIII] относительно Н*β*. Начиная с 60-70-х годов прошлого века, их интенсивность сначала падала примерно до 1985 г., потом росла до 2005 г., и с тех пор остается приблизительно на постоянном уровне, несколько превышающем значение начала 60-х годов. Примечательно, что изменение относительных интенсивностей авроральной и небулярных линий не было одинаковым, что хорошо иллюстрирует рис. 5. Так же есть указание на переменность линий нейтрального гелия, хотя она менее достоверна и может быть прослежена на меньшем интервале времени. На рис. 5 представлена эволюция отношения интенсивности линии HeI  $\lambda 5876$  к H $\beta$ : в целом ее изменения обратны изменениям небулярных линий (Воронцов-Вельяминов и др., 1965; О'Делл, 1963; Аллер, Уокер, 1970; Ахерн, 1978; Акер и др., 1989; Хьюнг и др., 1994; Гайдук и др., 2015; Паркер и др., 2016). Линия НеІ λ6678



**Рис. 4.** Изменение со временем наблюдаемого отношения интенсивностей  $F(\lambda 4363)/F(H\gamma)$ , по данным разных авторов: звездочки — Костякова, Архипова (2009), закрытые кружки — Бурлак, Есипов (2010), открытые кружки — данная работа, крестики — данные других работ, перечисленных в тексте.

ведет себя подобно  $\lambda$ 5876, по крайней мере, начиная с 1986 г., — нам не удалось найти более ранних оценок  $\lambda$ 6678.

На рис. 6 представлены наблюдаемые абсолютные интенсивности линий [OIII]  $\lambda 4363$ ,  $\lambda 4959$  разных авторов, полученные за последние 60 лет. Для этих линий, несмотря на большую дисперсию оценок, изменения прослеживаются достаточно четко. После 1960 г. абсолютная интенсивность авроральной линии росла с примерно постоянной скоростью, достигла максимума около 2000-2005 гг., увеличившись более, чем в 2 раза, а потом стала уменьшаться, причем слабеет линия быстрее, чем усиливалась. Абсолютные интенсивности небулярных линий после 1960 г. сначала почти не менялись, возможно, с небольшой тенденцией к уменьшению, в середине 1970-х годов резко пошли вниз, достигнув минимума около 1985-1990 гг., затем более медленно выросли до значений, наблюдавшихся около 1960 г., или чуть более высоких, повторив тем самым оптическую кривую блеска IC 4997.

Огромный интерес вызывает вопрос о том, есть ли изменения в абсолютной интенсивности  $H\beta$ , но, к сожалению, сложность проведения абсолютных спектрофотометрических наблюдений и неоднородность наблюдательного материала, полученного разными исследователями, приводят к большому разбросу данных, на фоне которого форма и характерные параметры переменности интенсивности  $H\beta$  определяются крайне неоднозначно. Однако мы считаем, что можно выделить период более высокой абсолютной интенсивности линии до 1980 г., потом произошло ослабление примерно в полтора раза, затем интенсивность была более или менее постоянной до 2000—2005 гг., после чего она начала расти.

Относительно переменности в других линиях необходимо заметить, что в ранних работах исследовалась в основном синяя область спектра, а в более поздних — красная. Лишь для небольшого числа линий существуют измерения, охватывающие длительный интервал времени, а количество надежно измеренных мало́. На рис. 7 показано изменение со временем относительных интенсивностей авроральных линий [SIII]  $\lambda 6312$  и [NII]  $\lambda 5755$ , а также небулярной линии [ArIII]  $\lambda 7135$ . В 1986-2019 гг. линия [SIII]  $\lambda$ 6312 в целом повторяла поведение авроральной линии [OIII]: ее относительная интенсивность уменьшалась, - тогда как изменения интенсивности авроральной линии [NII]  $\lambda 5755$  были обратны вариациям [OIII]  $\lambda 4363$ . За указанный интервал времени не удалось надежно выявить изменения в относительной интенсивности [ArIII]  $\lambda$ 7135.



**Рис. 5.** Изменение со временем наблюдаемых относительных интенсивностей линий [OIII]  $\lambda$ 4363,  $\lambda$ 4959 и HeI  $\lambda$ 5876 по данным разных авторов. Обозначения те же, что и на рис. 4.

## ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ И ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ГАЗОВОЙ ОБОЛОЧКИ IC 4997

"Нужно быть оптимистом, чтобы попытаться построить модель для IC 4997 ..." (Хьюнг и др., 1994)

В первые годы после открытия спектральной переменности IC 4997 в отношениях интенсив-

ностей  $F(\lambda 4363)/F(H\gamma)$  и  $F(\lambda 4363)/F(\lambda 4959 + \lambda 4959)$  (примерно до 1970 г.) было предложено несколько объяснений этих спектральных изменений. Гурзадян (1958), Воронцов-Вельяминов (1960) и Хромов (1961) причиной уменьшения отношения интенсивности линий  $F(\lambda 4363)/F(H\gamma)$  считали уменьшение температуры центральной звезды, причем Гурзадян полагал это изменение эволюционным, Воронцов-Вельяминов — долгопериодическим, а Хромов — флуктуационным. Со-


**Рис. 6.** Изменение со временем наблюдаемых абсолютных интенсивностей линий [OIII]  $\lambda$ 4363,  $\lambda$ 4959 и Н $\beta$  в единицах  $10^{-11}$  эрг см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> по данным разных авторов. Обозначения те же, что и на рис. 4. Большие серые круги отмечают примерные границы временных этапов, выделенных по характеру изменений интенсивностей линий [OIII]  $\lambda$ 4363,  $\lambda$ 4959.

гласно расчетам Аллера и Лиллера (1966), изменение отношения  $F(\lambda 4363)/F(\lambda 4959 + \lambda 4959)$  явилось результатом расширения туманности, сопровождавшегося одновременным уменьшением электронной температуры и плотности. Однако помимо медленных изменений наблюдались также быстрые, на временах порядка нескольких месяцев, вариации отношения  $F(\lambda 4363)/F(H\gamma)$ , причиной которых

Ферланд (1979) полагал изменения электронной температуры, вызванные колебаниями потока ионизующего излучения от центральной звезды: благодаря высокой электронной концентрации  $N_e \sim 10^6 \, {\rm cm^{-3}}$  во внутренней части туманности, где преимущественно излучается авроральная линия [OIII]  $\lambda 4363$ , время установления теплового равновесия мало, что позволяет говорить о единой для внутренней области электронной температуре.



Рис. 7. Изменение со временем наблюдаемых относительных интенсивностей линий [ArIII]  $\lambda$ 7135, [SIII]  $\lambda$ 6312, [NII]  $\lambda$ 5755 по данным разных авторов. Обозначения те же, что и на рис. 4.

Несмотря на значительное количество диагностических соотношений, измеренных для IC 4997 по оптическим и ультрафиолетовым (УФ) данным, до сих пор не удается построить количественную модель, которая описывала бы не только мгновенное состояние туманности и центральной звезды, но и его изменение со временем (см., в особенности, работу Хьюнг и др., 1994). Излучение разных ионов формируется в различных областях, характеризующихся отличающимися значениями электронной температуры и концентрации. Таким образом, на диагностической диаграмме IC 4997 область, включающая в себя все точки пересечения кривых, соответствующих разным ионам, охватывает большой диапазон значений  $N_e$ ,  $T_e$ . Для объяснения наблюдательных данных и для определения химического состава приходится принять как минимум двухкомпонентную структуру туманности, состоящую из более плотной центральной зоны и более разреженной внешней оболочки.



**Рис. 8.** Изменение со временем наблюдаемого отношения интенсивностей авроральной линии λ4363 к небулярной λ4959 [OIII] по данным разных авторов. Обозначения те же, что и на рис. 4 и рис. 6.

Для определения физических условий в туманности нами были измерены несколько диагностических соотношений. Исторически самым активно определяемым было отношение интенсивностей авроральной линии [OIII]  $\lambda 4363$  к небулярным  $\lambda 4959 + \lambda 5007$  или к одной из них. Нам не всегда удавалось измерить интенсивность [OIII]  $\lambda 5007$ , поэтому на рис. 8, где собраны наблюдения разных авторов за интервал времени около 80 лет, представлена величина  $R = F(\lambda 4363)/F(\lambda 4959).$ В 2010-2019 гг. это отношение уменьшалось, продолжая тенденцию, начатую около 1990 г., и к 2019 г. вернулось к значению, наблюдавшемуся в 1960-1970 гг. Благодаря наличию абсолютных измерений интенсивностей, поведение R в интервале 1970-2019 гг. можно условно разделить на три этапа. На первом этапе (~1970-1990) R росло за счет усиления авроральной линии и ослабления небулярной, на втором ( $\sim 1990 - 2000$ ) — R уменьшалось при одновременном усилении небулярной и авроральной линий, на третьем (~2000-2019) уменьшалось при усилении небулярной линии и ослаблении авроральной. На рис. 6 и 8 серыми кругами обозначены усредненные оценки соответствующих величин в моменты времени, разделяющие выделенные этапы: 1970, 1990, 2003 (год начала наших наблюдений с ПЗС-матрицей), 2019 г.

Есть указание на изменения других соотношений интенсивностей линий в спектре IC 4997, хотя они менее достоверны и могут быть прослежены на меньшем интервале времени (рис. 9). Так, с начала 1990-х годов к 2019 г. наблюдалось уменьшение отношения интенсивностей линий [ArIII]  $F(\lambda 5192)/F(\lambda 7135)$ : от ~0.033 (по данным Хьюнга и др., 1994) до <0.01 (наши оценки), в основном за счет ослабления авроральной линии [ArIII]. Однако следует отметить, что линия [ArIII]  $\lambda 5192$  слаба и образует бленду со сравнимыми по интенсивности линиями [NI]  $\lambda 5198$  и  $\lambda 5200$ , что не позволяет надежно измерить ее интенсивность при нашем спектральном разрешении. Сходное поведение наблюдается у линий [SIII], хотя большое расстояние между линиями ( $\lambda 6312$  и  $\lambda 9069$ ) увеличивает погрешность калибровки. Напротив, отношение интенсивностей линий [NII]  $F(\lambda 5755)/F(\lambda 6584)$ не показывает значимых изменений. Кроме того, разброс точек велик, вероятно, из-за сложности выделения линии  $\lambda 6584$  из крыла H $\alpha$ .

Диагностические соотношения, чувствительные к электронной концентрации, для ионов серы и хлора [SII]  $F(\lambda 6716)/F(\lambda 6731)$  и [CIIII]  $F(\lambda 5518)/F(\lambda 5538)$  для всего периода наших наблюдений с 2003 г. оставались постоянными в пределах точности. Отношение  $F(\lambda 6716)/F(\lambda 6731)$ имеет значение, близкое к критическому, и поэтому дает только нижнюю оценку log  $N_e \sim 4$ , соответствующую внешней более разреженной части туманности, где излучают ионы низкого возбуждения.



**Рис. 9.** Изменение со временем наблюдаемых отношений интенсивностей авроральных и небулярных линий [ArIII]  $F(\lambda 5192)/F(\lambda 7135)$ , [SIII]  $F(\lambda 6312)/F(\lambda 9069)$ , [NII]  $F(\lambda 5755)/F(\lambda 6584)$  по данным разных авторов. Обозначения те же, что и на рис. 4.

Отношение интенсивностей линий [CIIII] также близко к своему критическому. Оно характеризует области более высокого возбуждения и дает более высокое значение электронной концентрации  $\lg N_e \sim 4.5$ . Однако потенциал второй ионизации у хлора ниже, чем у кислорода, поэтому область излучения линий  $\lambda 5518$ , 5538, возможно, лишь частично совпадает с зоной [OIII]. Постоянство указанных соотношений свидетельствует о том,

что в зонах низкого возбуждения электронная концентрация если и меняется, то ее величина не опускается существенно ниже критического значения (lg  $N_e^{\rm crit} \sim 3-3.5$  для серы и  $\sim 4-4.5$  для хлора).

Рассмотрим, как на диагностической диаграмме менялось положение кривых, представляющих ионы N<sup>+</sup>, S<sup>2+</sup>, O<sup>2+</sup> и Ar<sup>2+</sup>. Эти ионы имеют сходную структуру энергетических уровней, но от-



**Рис. 10.** Диагностические диаграммы  $N_e - T_e$  для IC 4997, построенные по усредненным данным разных авторов для 1970, 1990, 2003 и 2019 гг. Все соотношения интенсивностей линий были исправлены за межзвездное покраснение света с  $c(H\beta) = 0.35$ . Обозначения: сплошная линия — ион [SIII], точечный пунктир — [OIII], штриховой пунктир — [ArIII], штрихпунктирная линия — [NII].

личаются потенциалом ионизации и критической плотностью, и, вероятно, области их излучения не совпадают. На рис. 10 представлены Ne- Te диаграммы, построенные с помощью пакета PyNeb (Луридиана и др., 2015) для моментов времени, которые разделяют этапы, выделенные по изменениям абсолютных интенсивностей линий [OIII]. Кроме того, что невозможно одной парой значений N<sub>e</sub>, T<sub>e</sub> объяснить все наблюдаемые соотношения, вид диаграмм указывает на высокое значение электронной концентрации ( $\lg N_e \ge 6$ ), по крайней мере в области излучения линий [OIII]. Для построения диагностических диаграмм все соотношения интенсивностей были исправлены за межзвездное покраснение света с  $c(H\beta) = 0.35$ . Хьюнг и др. (1994), чьи данные мы использовали для построения диаграммы 1990 г., получили  $c(H\beta) = 0.8$ . Если исправить диагностические соотношения с этим значением  $c(H\beta)$ , то все линии сместятся в область больших значений  $N_e$ ,  $T_e$ . Кривые, соответствующие ионам О<sup>2+</sup>, S<sup>2+</sup> и Аг<sup>2+</sup>, с 1990 г. ведут себя сходным образом: смещаются в область меньших значений Ne, Te. А вот положение кривой для

 $N^+$  практически не меняется. Вероятно, изменения  $N_e, T_e$  не затрагивают зону излучения линий [NII].

Поскольку мы не можем получить абсолютные значения Ne, Te для выделенных эпох, попробуем определить характер изменения этих параметров. В качестве исходных данных примем изменения абсолютных интенсивностей линий  $H\beta$ , [OIII]  $\lambda 4363$ , 4959, а также их отношений, исправленных за межзвездное покраснение. Предположим, что области излучения этих линий характеризуются одинаковыми значениями N<sub>e</sub>, T<sub>e</sub>, и количество излучающих атомов водорода со временем не меняется. В качестве исходной электронной температуры (в 1970 г.) примем некоторое значение. Далее, по отношению R находим Ne для этого момента времени, а по относительным интенсивностям — относитель-ное содержание иона O<sup>2+</sup>. Затем по относительному изменению  $F(H\beta)$  между первым и вторым моментом времени и по величине R во второй момент времени оцениваем Ne, Te во второй момент времени, а по относительным интенсивностям содержание  $O^{2+}$ . Та же процедура выполняется при переходе между следующими моментами вре-

Параметр	1970	1990	2003	2019
<i>T</i> <sub><i>e</i></sub> , K	8000	11900	9740	7650
$N_e, \mathrm{cm}^{-3}$	5.6(6)	5.3(6)	5.0(6)	5.14(6)
$O^{2+}/H^{+}$	4.2(-3)	6.5(-4)	2.18(-3)	6.0(-3)
$F(\lambda 5876)/F(\mathrm{H}\beta)$	0.19	0.22	0.20	0.19
<i>Т</i> <sub>e</sub> , Қ	10000	16700	12800	9440
$N_e$ , cm $^{-3}$	2.16(6)	2.3(6)	2.05(6)	2.01(6)
$O^{2+}/H^{+}$	7.7(-4)	1.27(-4)	2.4(-4)	1.13(-3)
$F(\lambda 5876)/F(\mathrm{H}\beta)$	0.20	0.29	0.23	0.20
<i>T</i> <sub>e</sub> , K	12000	22600	16150	12220
$N_e,$ cm $^{-3}$	1.18(6)	1.4(6)	1.17(6)	1.08(6)
$O^{2+}/H^{+}$	2.7(-4)	4.6(-5)	1.5(-4)	4.0(-4)
$F(\lambda 5876)/F(\mathrm{H}eta)$	0.22	0.36	0.28	0.21

**Таблица 6.** Изменение параметров области излучения линий Н $\beta$ , [OIII]  $\lambda$ 4363, 4959 в 1970—2019 гг. в туманности IC 4997

мени. В табл. 6 представлены результаты расчетов, выполненных с помощью пакета РуNeb, для нескольких значений исходной электронной температуры:  $T_e = 8000, 10\,000, 12\,000$  К. В целом видно, что во всех случаях  $N_e$  меняется незначительно, тогда как  $T_e$  сначала растет, а потом падает на несколько тысяч градусов.

Существенный рост температуры необходим для интерпретации уменьшения абсолютной интенсивности линии  $H\beta$  после 1970 г. Невозможно объяснить падение потока в  $H\beta$  уменьшением  $N_e$ : этому противоречит рост R. С другой стороны, интенсивность запрещенных линий должна расти с увеличением температуры, а мы наблюдаем падение интенсивности небулярных линий после 1970 г., и усиление авроральной линии значительно меньше ожидаемого для такого роста температуры. Для объяснения такого поведения приходится допустить существенное уменьшение числа излучающих ионов  $O^{2+}$  (почти в 10 раз), связанное, возможно, с дальнейшей ионизацией кислорода, либо с уменьшением зоны излучения.

Возникает вопрос: чем может быть вызвано увеличение  $T_e$  на несколько тысяч градусов? Согласно оценкам Ферланда (1979), если измене-

ние электронной температуры в туманности вызвано изменением ионизующего потока от центральной звезды Q, то эти изменения связаны следующим образом:  $\Delta T_e \simeq 4200 \times \Delta Q/Q$ . Так, вариация Те в пределах 300 К, предложенная Ферландом для объснения быстрой переменности отношения  $F(\lambda 4363)/F(H\gamma)$ , требует изменения ионизующего потока от центральной звезды на 8%. Но наши расчеты указывают на рост температуры на несколько тысяч градусов, что соответствовало бы увеличению количества ионизующих квантов в разы. Сложно представить себе такой процесс. Вероятно, рост Т<sub>е</sub> вызван не столько ростом эффективной температуры звезды, ведь степень возбуждения спектра туманности за рассматриваемое время не изменилась, сколько иными процессами, например, взаимодействием звездных ветров.

В табл. 6 также приводятся относительные интенсивности линии HeI  $\lambda$ 5876, рассчитанные для найденных значений  $N_e$ ,  $T_e$  и He<sup>+</sup>/H<sup>+</sup>=0.1. Видно, что при исходной  $T_e = 8000$  К относительная интенсивность линии почти не меняется, тогда как при  $T_e \ge 10\,000$  К рассчитанное изменение интенсивности качественно совпадает с наблюдаемым, хотя и недостаточно по амплитуде. Результаты, представленные в табл. 6, носят оценочный характер. Если принять большее межзвездное покраснение ( $c(H\beta) > 0.35$ ), то для объяснения наблюдаемых спектральных изменений потребуется большее по амплитуде увеличение электронной температуры. Если учитывать тот факт, что мы измеряем интегральный поток от туманности, а изменения  $N_e$ ,  $T_e$  затрагивают только некоторую область, то опять же амплитуда изменений получится больше.

#### ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Представлены результаты фотометрических наблюдений в оптическом и ближнем ИК-диапазонах, а также спектроскопии низкого разрешения переменной ПТ IC 4997 за период 2009–2019 гг. Новые данные исследуются в совокупности с опубликованными ранее.

По наблюдениям, выполненным в нашей неизменной инструментальной фотометрической системе *UBV*, мы построили кривую среднегодового интегрального блеска IC 4997 за период с 1970 по 2019 г. Обнаружено длительное глубокое (до  $0.5^m$  в фильтре V) ослабление блеска во всех полосах UBV, начавшееся после 1970 г., минимум блеска около 1985 г. и его возвращение к 2019 г. в исходное состояние в полосах В и U. Блеск в полосе V, однако, продолжал расти вплоть до 2019 г. В 2019 г. получены новые фотометрические наблюдения ІС 4997 в ближнем ИК-диапазоне в полосах JHKL. Обнаружено ослабление блеска туманности к 2019 г. по сравнению с эпохой 1999-2006 гг., наиболее значительное — в полосе L. Показано, что долговременные вариации блеска в оптическом и ИК-диапазонах обусловлены, в основном, изменением вклада переменных эмиссионных линий туманности.

После исключения вклада эмиссий в полосы B и V показатель цвета суммарного континуума B - V IC 4997 с учетом межзвездного поглощения оказался слишком красным для суммы звездного и газового континуумов, что может указывать на присутствие еще одного вкладчика в непрерывный спектр в этом диапазоне (спутника центральной звезды?), хотя и с низкой вероятностью. Следует отметить, что IC 4997 заподозрена не только в двойственности ядра, но также внесена Биром и Сокером (2017) в список планетарных туманностей, заподозренных как тройные звездные системы (= maybe triple class) с вероятностью, равной 0.33.

По новым и опубликованным ранее данным на интервале времени 1970–2019 гг. прослежено изменение абсолютных и относительных интенсивностей некоторых эмиссионных линий, принадлежащих туманности, а также диагностических соотношений. За период 2010—2018 гг. величина  $\lambda 4363/H\gamma$  уменьшалась, продолжая тенденцию, начатую около 1990 г., и к 2019 г. вернулась к значению, наблюдавшемуся в 1960—1970 гг. За все время наблюдений это отношение описало волну с размахом около 0.45 в логарифмическом представлении и характерным временем порядка 50—60 лет.

По новым и архивным данным прослежена эволюция абсолютной интенсивности линии НЗ: выделяются период более высоких значений до 1980 г., затем ослабление примерно в полтора раза и сохранение на постоянном уровне с тенденцией к увеличению до 2000-2005 гг., а затем более выраженный рост. Изменение абсолютной интенсивности небулярной линии [OIII]  $\lambda 4959$  в 1960-2019 гг. в общих чертах сходно с вариацией потока в Н $\beta$ , но имеет большую амплитуду ( $F_{\rm max}/F_{\rm min} \ge$  $\geq$  2). В 2010-2019 гг. абсолютная интенсивность линии [OIII]  $\lambda 4959$  существенно не менялась, вернувшись к значениям, наблюдавшимся до начала ее ослабления. Абсолютная интенсивность авроральной линии [OIII]  $\lambda 4363$  после 1960 г. росла с примерно постоянной скоростью, достигла максимума около 2000-2005 гг., увеличившись более, чем в 2 раза, а потом началось ослабление, которое продолжается и в настоящее время.

Также мы восстановили ход относительных интенсивностей некоторых других спектральных линий. В частности, была прослежена переменность в линии HeI  $\lambda$ 5876 на интервале 1960—2019 гг.: увеличение ее относительной интенсивности почти в 2 раза, а затем уменьшение и возвращение на прежний уровень.

По диагностическим соотношениям для линий [SII] и [CIIII] были получены нижние оценки электронной концентрации для внешней оболочки IC 4997:  $\lg N_e \sim 4$  и  $\lg N_e \sim 4.5$  соответственно. В 2010–2019 гг. отношения оставались постоянными в пределах точности измерений и имели значения, близкие к критическим.

Положения диагностических кривых для ионов  $N^+$ ,  $S^{2+}$ ,  $O^{2+}$  и  $Ar^{2+}$  на диаграмме  $N_e$ ,  $T_e$  указывают, во-первых, на наличие в туманности зон, характеризующихся разными значениями электронной температуры и концентрации, а во-вторых, - на изменение этих величин со временем. По крайней мере, во внутренней области туманности наблюдался сначала рост одного или обоих параметров (в 1970-1990 гг.), а потом — уменьшение (до настоящего времени). Имея данные о вариациях абсолютных интенсивностей линий  $H\beta$ , [OIII]  $\lambda 4363, 4959$  и предполагая, что параметры  $N_e$ , *Т*<sub>е</sub> для областей излучения этих линий одинаковы, мы оценили масштаб этих изменений. Причиной основных особенностей спектральной переменности IC 4997 мы считаем вариацию электронной температуры в центральной части туманности, которая, вероятно, вызвана не столько изменением ионизующего потока от ядра туманности, сколько переменным звездным ветром и процессами, связанными с ним. В целом спектральные изменения за период 1960—2019 гг. можно интерпретировать как наблюдательное следствие отдельного эпизода усиленной потери массы нестационарным ядром туманности. Остается открытым вопрос о том, что спровоцировало усиление звездного ветра, было ли это событие единичным, повторится ли снова в подобном или ином виде.

Авторы посвящают эту статью памяти старшего научного сотрудника ГАИШ доктора физ.-мат. наук Е.Б. Костяковой (1924–2013).

При проведении исследований широко использовались базы данных ADS, SIMBAD, VIZIER.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Акер и др. (A. Acker, J. Koppen, B. Stenholm, and G. Jasniewicz), Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **80**, 201 (1989).
- 2. Акер и др. (A. Acker, J. Marcout, F. Ochsenbein, B. Stenholm, R. Tylenda, and C. Schohn), The Strasbourg-ESO Catalogue of Galactic Planetary Nebulae, Parts I, II, (1992).
- 3. Аллер (L.H. Aller), Astrophys. J. 93, 236 (1941).
- 4. Аллер, Калер (L.H. Aller and J.B. Kaler), Astrophys. J. **140**, 621 (1964).
- 5. Аллер, Лиллер (L.H. Aller and W. Liller), MNRAS **132**, 337 (1966).
- 6. Аллер, Уокер (L.H. Aller and M.F. Walker), Astrophys. J. **161**, 917 (1970).
- 7. Axeph (F.A. Ahern), Astrophys. J. 223, 901 (1978).
- 8. Архипова В.П., Костякова Е.Б., Носкова Р.И., Письма в Астрон. журн. **20**, 122 (1994) [V.P. Arhipova et al., Astron. Lett. **20**, 99 (1994)].
- 9. Бир, Сокер (E. Bear and N. Soker), MNRAS 837, L10 (2017).
- Бурлак М.А., Есипов В.Ф., Письма в Астрон. журн. 36, 792 (2010) [М.А. Burlak and V.F. Esipov, Astron. Lett. 36, 752 (2010)].
- 11. Вайтлок (P.A. Whitelock), MNRAS 213, 59 (1985).
- 12. Воронцов-Вельяминов Б.А., Астрон. журн. **37**, 994 (1960).
- Воронцов-Вельяминов Б.А., Костякова Е.Б., Докучаева О.Д., Архипова В.П., Астрон. журн. 42, 464 (1965).
- 14. Воронцов-Вельяминов Б.А., Костякова Е.Б., Докучаева О.Д., Архипова В.П., Тр. ГАИШ **40**, 57 (1970).
- 15. Гайдук и др. (М. Hajduk, P.A.M. van Hoof, and A.A. Zijlstra), Astron. Astrophys. **573**, A65 (2015).
- Глушнева и др. (I.N. Glushneva, V.T. Doroshenko, T.S. Fetisova, T.S. Khruzina, E.A. Kolotilov, L.V. Mossakovskaya, S.L. Ovchinnikov, and I.B. Voloshina), VizieR Online Data Catalog III/208 (1998).

- 17. Гомес и др. (Y. Gómez, L.F. Miranda, J.M. Torrelles, L.F. Rodríguez, and J.A. López), MNRAS **336**, 1139 (2002).
- 18. Гурзадян Г.А., Астрон. журн. 35, 520 (1958).
- 19. Джонсон и др. (H.L. Johnson, R.I. Mitchel, B. Iriarte, and W.Z. Wisniewski), Comm. Lunar and Planet. Lab. 4, 99 (1966).
- 20. Жиллетт и др. (F.C. Gillett, R.F. Knacke, and W.A. Stein), Astrophys. J. **163**, L57 (1971).
- 21. Kacaccyc и др. (S. Casassus, L.-A. Nyman, C. Dickinson, and T.J. Pearson), MNRAS **382**, 1607 (2007).
- 22. Костякова Е.Б., Астрон. журн. 47, 989 (1970).
- Костякова Е.Б., Письма в Астрон. журн. 16, 1085 (1990) [Е.V. Kostyakov, Astron. Lett. 16, 389 (1990)].
- 24. Костякова Е.Б., Тр. ГАИШ 62, 143, (1991).
- 25. Костякова Е.Б., Письма в Астрон. журн. 25, 457 (1999) [Е.V. Kostyakov, Astron. Lett. 25, 389 (1999)].
- 26. Костякова Е.Б., Архипова В.П., Астрон. журн. **86**, 1237 (2009).
- 27. Костякова и др. (E.B. Kostyakova, V.P. Arkhipova, and M.V. Savel'eva.), Mem. Soc. Roy. Sci. Liege, 6 Ser., **5**, 473 (1973).
- 28. Ленцуни и др. (P. Lenzuni, A. Natta, and N. Panagia), Astrophys. J. **345**, 306 (1989).
- 29. Лиллер, Аллер (W. Liller and L.H. Aller), Sky and Tel. 16, 222 (1957).
- 30. Лиллер, Аллер (W. Liller and L.H. Aller), Proc. Nat. Acad. Sci. **49**, 695 (1963).
- 31. Луридиана и др. (V. Luridiana, C. Morisset, and R.A. Shaw), Astron. Astrophys. **573**, 42 (2015).
- 32. Лютый В.М., Сообщ. ГАИШ 172, 30 (1971).
- 33. Марколино, де Араужо (W.L.F. Marcolino and F.X. de Araújo), Astron. J. **126**, 887 (2003).
- 34. Марколино и др. (W.L.F. Marcolino, F.X. de Araújo, H.B.M. Junior, and E.S. Duarte), Astron. J. **134**, 1380 (2007).
- 35. Мензел и др. (D.H. Menzel, L.H. Aller, and M.H. Hebb), Astrophys. J. **93**, 230 (1941).
- 36. Миранда и др. (L.F. Miranda, J.M. Torrelles, and C. Eiroa), Astrophys. J. **461**, L111 (1996).
- 37. Миранда, Торреллес (L.F. Miranda and J.M. Torrelles), Astrophys. J. **496**, 274 (1998).
- 38. Натта, Панаджиа (A. Natta and N. Panagia), Astrophys. J. **248**, 185 (1981).
- 39. О Делл (C.R. O Dell), Astrophys. J. **138**, 1018 (1963).
- 40. Озава и др. (R. Ohsawa, T. Onaka, I. Sakon, M. Matsuura, and H. Kaneda), Astron. J. **151**, 93 (2016).
- 41. Паркер и др. (Q.A. Parker, I.S. Bojičić, and D.J. Frew), J. Phys.: Conf. Ser. **728**, article id. 032008 (2016).
- 42. Паздерска и др. (B.M. Pazderska, M.P. Gawroński, R. Feiler, M. Birkinshaw, I.W.A. Browne, R. Davis, A.J. Kus, K. Lancaster, S.R. Lowe, E. Pazderski, M. Peel, and P.N. Wilkinson), Astron. Astrophys. **498**, 463 (2009).
- 43. Пейдж (Т.L. Page), Astrophys. J. 96, 78 (1942).
- 44. Пиклс (A.J. Pickles), Publ. Astron. Soc. Pacific **110**, 863 (1998).

- 45. Потташ и др. (S.R. Pottasch, B. Baud, D. Beinteme, J. Emerson, H.J. Habing, S. Harris, J. Houck, R. Jennings, and P. Marsden), Astron. Astrophys. 138, 10 (1984).
- 46. Пургатхофер (А.Т. Purgathofer), Circ. IAU 3258 (1978).
- 47. Пургатхофер, Столл (A.T. Purgathofer and M. Stoll), Astron. Astrophys. 99, 218 (1981).
- 48. Сахаи и др.(R. Sahai, M.R. Morris, and G. Villar), Astron. J. 141, 134 (2011).
- 49. Струве, Свингс (O. Struve and P. Swings),
- 43. Огрувс, Святис (О. Онисс ана Т. Owings), Astrophys. J. 93, 356 (1941).
  50. Таранова О.Г., Шенаврин В.И., Письма в Астрон. журн. 33, 657 (2007) [О.G. Тагапоva and V.I. Shenavrin, Astron. Lett. 33, 584 (2007)].

- 51. Уайт (M.L. White), Astrophys. J. 115, 71 (1952).
- 52. Фейбельман и др. (W.A. Feibelman, R.W. Hobbs, C.W. Mc Cracken, and L.W. Brown), Astrophys. J. 231, 111 (1979).
- 53. Ферланд (G.J. Ferland), MNRAS 188, 669 (1979).
- 54. Хилтнер и др. (W.A. Hiltner, B. Iriarte, and M.L. Johnson), Astrophys. J. 127, 539 (1958).
- 55. Хромов Г.С., Астрон. журн. 38, 809 (1961).
- 56. Хьюнг, Аллер (S. Hyung and L.H. Aller), Proc. Nat. Acad. Sci. USA 90, 413 (1993).
- 57. Хьюнг и др. (S. Hyung, L.H. Aller, and W.A. Feibelman), Astrophys. J. Suppl. Ser. 93, 465 (1994).

# ВЛИЯНИЕ СТОЛКНОВЕНИЙ С ВОДОРОДОМ НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ТИТАНА В ХОЛОДНЫХ ЗВЕЗДАХ

© 2020 г. Т. М. Ситнова<sup>1\*</sup>, С. А. Яковлева<sup>2</sup>, А. К. Беляев<sup>2</sup>, Л. И. Машонкина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт астрономии РАН, Москва, Россия <sup>2</sup>Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена, Санкт-Петербург, Россия Поступила в редакцию 25.11.2019 г. После доработки 26.11.2019 г.; принята к публикации 05.12.2019 г.

Исследуется возможность решения проблемы расхождения не-ЛТР содержания по линиям Ti I и Ti II у звезд с дефицитом металлов путем применения более точных данных для учета столкновений с атомами водорода. Для этого впервые были рассчитаны константы скоростей для связанно-связанных переходов при неупругих столкновениях атомов и ионов титана с атомами водорода, а также для процессов перезарядки: Ti I + H  $\leftrightarrow$  Ti II + H<sup>-</sup> и Ti II + H  $\leftrightarrow$  Ti III + H<sup>-</sup>. Влияние этих данных на определение не-ЛТР содержания было проверено для Солнца и четырех звезд с дефицитом металлов. Для Ti I и Ti II применение полученных констант привело к увеличению отклонений от ЛТР и увеличению содержания титана по сравнению с тем, что получается с использованием приближенных формул для расчета скоростей. У звезд с дефицитом металлов так и не удалось согласовать не-ЛТР содержание по линиям двух стадий ионизации. Известная в литературе проблема не может быть решена только на основе уточнения скоростей столкновений с атомами водорода в не-ЛТР расчетах с классическими моделями атмосфер.

*Ключевые слова:* содержание титана в звездах, формирование спектральных линий в неравновесных условиях, неупругие столкновения с атомами водорода.

#### DOI: 10.31857/S0320010820010052

## ВВЕДЕНИЕ

У звезд в широком диапазоне спектральных классов от К до А титан наблюдается в спектральных линиях двух стадий ионизации (Ті I и Ті II). Линии титана могут быть использованы для определения параметров атмосфер звезд — эффективной температуры (Teff) и ускорения силы тяжести  $(\log q)$ . Однако у звезд с дефицитом металлов существует проблема расхождения содержания по линиям Ті I и Ті II (Бергеманн и др., 2011; Ситнова и др. 2016а, б). В атмосферах звезд с  $T_{\text{eff}} > 4000 \text{ K}$ титан сильно ионизован, и концентрация Ti I может сильно отличаться от равновесной, если средняя интенсивность ионизующего излучения отличается от функции Планка. В работах Бергеманн и др. (2011) и Ситновой и др. (2016а) показано, что для расчетов формирования спектральных линий Ті І и Ті ІІ важно учитывать отклонения от локального термодинамического равновесия (не-ЛТР эффекты). Причина отклонений для Ті I-сверхионизация уровней низкого возбуждения ультрафиолетовым (УФ) излучением, которая приводит к недонаселенности атомных уровней и ослаблению спектральных линий по сравнению с равновесным случаем. Точность не-ЛТР расчетов зависит от полноты и качества используемых атомных данных. В не-ЛТР расчетах для Ті I–II (Бергеманн и др., 2011, 2012; Ситнова и др. 2016а, б; Машонкина и др., 2017) неупругие столкновения с водородом учитывались с помощью дравиновского приближения (Дравин, 1968, 1969; Стинбок, Холвегер, 1984) с применением масштабирующего коэффициента к скоростям (S<sub>H</sub>). Применение этого приближения для описания неупругих столкновений с атомами водорода критикуется в литературе как физически необоснованное (Барклем и др., 2011). Однако оно применяется астрофизиками для не-ЛТР расчетов при отсутствии точных квантово-механических расчетов.

В работах Бергеманн и др. (2011) и Ситновой и др. (2016а) показано, что не-ЛТР ведет к согласию содержания по линиям Ті I и Ті II у звезд спектральных классов от G до A и металличностью, близкой к солнечной. Однако для звезд

<sup>&</sup>lt;sup>\*</sup>Электронный адрес: sitnova@inasan.ru

гало с низкой металличностью,  $[Fe/H]^1 < -2$ , с хорошо известными параметрами атмосфер не удалось согласовать не-ЛТР содержание по линиям Ті I и Ті II ни с  $S_{\rm H} = 1$  (Ситнова и др., 2016а), ни с  $S_{\rm H} = 3$  (Бергеманн и др., 2011). Проблема расхождения не-ЛТР содержания по линиям Ті І и Ті ІІ в зависимости от металличности обсуждалась Ситновой (2016б). Для звезд-карликов в окрестности Солнца с металличностью в диапазоне -2.6 < [Fe/H] < 0.2 мы получили согласующееся содержание по двум стадиям ионизации для звезд с [Fe/H] > -2 и расхождение в среднем не-ЛТР содержании по линиям Ti I и Ti II,  $\Delta_{TiI-TiII}$  до 0.35 dex для звезд с более низкой металличностью. Похожее поведение  $\Delta_{\text{Ti I-Ti II}}$  было также получено и для холодных гигантов в работе Машонкиной и др. (2017). Интересно отметить, что из-за более низкой эффективной температуры гигантов содержание по двум стадиям ионизации начинает расходиться при более низкой металличности, [Fe/H] < -3.

В настоящий момент не-ЛТР расчеты неверно предсказывают величину отклонений от ЛТР для Ті I, а возможно, и для Ті II у звезд с дефицитом металлов. Отклонения от ЛТР увеличиваются с понижением металличности из-за роста УФ-потока, а также из-за уменьшения скоростей столкновений с электронами. Из-за меньшей концентрации электронов точность учета столкновений с атомами водорода становится определяющим фактором в не-ЛТР расчетах для звезд с низкой металличностью. В этой работе впервые проведены расчеты констант скоростей для связанно-связанных переходов при неупругих столкновениях атомов и ионов титана с атомами водорода, а также для процессов перезарядки: Ti I + H  $\leftrightarrow$  Ti II + H<sup>-</sup> и Ti II + H  $\leftrightarrow$  $\leftrightarrow$  Ti III + H<sup>-</sup>. Эти результаты имеют важное практическое значение для моделирования формирования линий титана в атмосферах холодных звезд.

Расчеты констант скоростей для переходов при неупругих столкновениях атомов и ионов титана с атомами водорода представлены в разделе 1. Краткое описание выборки звезд, на которых мы проверяли влияние полученных констант на не-ЛТР содержание, дано в разделе 2. Метод расчета спектров описан в разделе 3. Результаты не-ЛТР расчетов и полученное не-ЛТР содержание титана представлены в разделах 4 и 5 соответственно.

## КОНСТАНТЫ СКОРОСТЕЙ НЕУПРУГИХ ПРОЦЕССОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ С ВОДОРОДОМ

Расчеты констант скоростей проведены для связанно-связанных переходов при неупругих столкновениях атомов и ионов титана с атомами водорода, а также для процессов перезарядки: Ti I + H  $\leftrightarrow$  Ti II + H<sup>-</sup> и Ti II + H  $\leftrightarrow$  Ti III + H<sup>-</sup>. Для расчетов мы использовали квантовый модельный подход, предложенный в работах Беляева и Яковлевой (2017а, б) и базирующийся на применении асимптотического полуэмпирического подхода и двухканальной модели Ландау-Зинера в рамках подхода Борна-Оппенгеймера. Данный подход позволяет провести расчеты констант скоростей неупругих процессов, связанных с переходами за счет дальнодействующего ионно-ковалентного взаимодействия электронных состояний квазимолекул, образованных при столкновениях атомов и ионов различных химических элементов с атомами и анионами водорода.

При рассмотрении столкновений Ті I с водородом в расчеты включены 107 молекулярных состояний квазимолекулы TiH, два из которых соответствуют ионной паре: Ti II  $(3d^24s \ {}^4F) + H^$ и Ті II  $(3d^3 {}^4F) + H^-$ . Модельный подход позволяет учесть только одноэлектронные переходы между различными состояниями квазимолекулы, в связи с чем проведены два расчета констант скоростей, в один из которых включены состояния Ti I  $(3d^24s \text{ nl } {}^{3,5}L) + H$  и Ti II  $(3d^24s {}^{4}F) + H^{-}$ , в другой — состояния Ті I (3d<sup>3</sup>nl <sup>3,5</sup>L) + Н и Ti II  $(3d^3 {}^4F) + H^-$ . Отметим, что состояния Ti I (3d<sup>3</sup>4s<sup>3,5</sup>L) включены в оба рассмотрения. Переходы между электронными состояниями могут происходить внутри различных молекулярных симметрий, однако, так как обе ионные конфигурации порождают молекулярные состояния симметрий  ${}^{4}\Sigma^{-}$ ,  ${}^{4}\Pi$ .  ${}^{4}\Delta$  и  ${}^{4}\Phi$ . в рассмотрение включены ковалентные состояния только таких же молекулярных симметрий. Переходы, происходящие внутри каждой молекулярной симметрии, рассмотрены отдельно, а константы скоростей для каждого неупругого процесса просуммированы по молекулярным симметриям.

При исследовании столкновений Ті II с водородом рассмотрено 90 молекулярных состояний квазимолекулы ТіH<sup>+</sup>, в том числе одно состояние, соответствующее ионной паре Ті III ( $3d^2 \ ^3F + H^-$ . Ионное состояние обладает молекулярными симметриями  $^4\Sigma^-$ ,  $^4\Pi$ ,  $^4\Delta$  и  $^4\Phi$ , поэтому расчеты проведены внутри каждой из молекулярных симметрий.

Графические представления рассчитанных констант скоростей всех неупругих процессов представлены на рис. 1. Значение константы скорости

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Мы используем стандартное обозначение для элементных отношений  $[X/H] = \log(N_X/N_{tot}) - \log(N_X/N_{tot}).$ 



**Рис. 1.** Графическое представление констант скоростей неупругих процессов, происходящих при столкновениях Ti I (a, b) и Ti II (c) с водородом. Константы скоростей со значениями, превышающими  $10^{-8}$  см<sup>3</sup>/с, показаны красным, со значениями  $10^{-9} - 10^{-8}$  см<sup>3</sup>/с — оранжевым,  $10^{-10} - 10^{-9}$  см<sup>3</sup>/с — желтым,  $10^{-11} - 10^{-10}$  см<sup>3</sup>/с — зеленым,  $10^{-12} - 10^{-11}$  см<sup>3</sup>/с — голубым, синим показаны константы со значениями меньше  $10^{-12}$  см<sup>3</sup>/с.

на данном рисунке приведено цветом от красного (со значениями больше  $10^{-8}$  см<sup>3</sup>/с) до синего (со значениями меньше  $10^{-12}$  см<sup>3</sup>/с). Отметим, что константы скоростей упругих процессов в данном исследовании не рассчитывались, в связи с чем обозначены белым цветом, а константы скоростей процессов, связанных с переходами между состояниями различной молекулярной симметрии, равны нулю и обозначены серым цветом.

На двух верхних рисунках показаны константы скоростей процессов, происходящих при столкновениях Ті I с водородом: на рис. 1а приведены константы процессов, связанных с переходами за счет взаимодействия ковалентных состояний Ті І  $(3d^24s nl^{3,5}L) + H с первым ионным состояни$ ем Ті II (3d<sup>2</sup>4s <sup>4</sup>F) + Н<sup>-</sup>, на рис. 1b — за счет взаимодействия состояний Ti I ( $3d^3$  nl  $^{3,5}L$ ) + H со вторым ионным состоянием Ti II  $(3d^3 4F)$  + + Н<sup>-</sup>. Для использования в дальнейших расчетах составлена полная матрица констант скоростей для переходов между всеми 107 рассмотренными состояниями. Для процессов возбуждения и деактивации, связанных с переходами между состояниями Ti I (3d<sup>3</sup>4s <sup>3,5</sup>L), которые осуществляются за счет взаимодействия с обеими ионными конфигурациями, произведено суммирование. Константы скоростей процессов, связанных с переходами между состояниями, взаимодействующими с различными ионными конфигурациями, равны нулю. На рис. 1с приведены константы скоростей неупругих процессов, происходящих при столкновениях Ті II с водородом.

Из графических представлений, приведенных на рис. 1, видно, что наибольшие константы скоростей соответствуют процессам взаимной нейтрализации в состояния, для которых энергии связи электрона с атомом попадают в оптимальное окно, а также процессам, связанным с переходами между этими состояниями. Как показано в работах Беляева и Яковлевой (2017а, б), энергия связи электрона в таких состояниях составляет около 2 эВ для столкновений нейтральных атомов с водородом, что соответствует энергиям возбуждения Ti I в интервале 4—5 эВ, и около 4 эВ для столкновений однозарядных положительных ионов с водородом, что соответствует энергиям возбуждения Ti II в интервале 8—10 эВ.

Полученные константы скоростей доступны на сайте http://www.non-lte.com/ti\_h.html.

## ВЫБОРКА ЗВЕЗД, ПАРАМЕТРЫ АТМОСФЕР, НАБЛЮДЕНИЯ

Выборка звезд включает в себя четыре звезды с дефицитом металлов и Солнце. Параметры их атмосфер приведены в табл. 1. Для HD 84937, HD 140283 и HD 122563 мы используем параметры атмосфер, как в работе Машонкиной и др. (2019). Здесь мы только отметим, что на основе фотометрических измерений (Касагранде и др., 2010), измерений угловых диаметров звезд (Каровикова и др., 2018; Кривей и др., 2012, 2015) и расстояний (Байлер-Джонс и др., 2018), полученных по тригонометрическим параллаксам из архива Gaia DR2 (Браун и др., 2018), эффективная температура ( $T_{\text{eff}}$ ) и ускорение силы тяжести ( $\log q$ ) для этих звезд надежно зафиксированы в пределах 50 К и 0.05 dex. Для гиганта с ультранизкой металличностью CD-38245 параметры были определены нами ранее (Ситнова и др., 2019) на основе калибровок цвет-звездная величина, расстояния, изохрон, а также не-ЛТР анализа профилей бальмеровских линий и ионизационного равновесия Ca I–Ca II.

Для определения содержания мы используем наблюдения высокого спектрального разрешения ( $\lambda/\Delta\lambda > 45\,000$ ) с отношением сигнал/шум S/N > 60. Спектры взяты из архивов спектрографов UVES<sup>2</sup>. Мы также использовали спектры в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне (1875–3158 Å) с отношением сигнала к шуму S/N = 52 и 90 для HD 84937 и HD 140283 соответственно, полученные на телескопе Хаббл со спектрографом STIS. УФ-спектры были обработаны Томасом Айресом и находятся в открытом доступе на сайте http://casa.colorado.edu/~ayres/ASTRAL. Солнечное содержание определено с использованием спектра Солнца как звезды (Куруц и др., 1984).

## МЕТОД РАСЧЕТА СПЕКТРА

В этой работе содержание титана по линиям Ті І и Ті II определено в неравновесном случае, когда населенность каждого уровня в модели атома вычисляется путем совместного решения системы уравнений статистического равновесия (СР) и переноса излучения. Решение такой системы уравнений в заданной модели атмосферы осуществлялось по программе DETAIL, разработанной Батлером и Гиддингсом (1985). Расчеты коэффициента непрозрачности в непрерывном спектре усовершенствованы, как описано Машонкиной и др. (2011). Полученные в DETAIL населенности уровней использовались далее для расчета профилей линий по программе synthV\_NLTE (Цымбал и др., 2019). Для сравнения теоретического спектра с наблюдаемым мы используем программу Олега Кочухова

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> http://archive.eso.org/eso/eso\_archive\_main.html

$3$ Pezra $T_{\pi}$ K log $a$		IE0/HI	¢ vu/o	ЛТР		не-ЛТР		
овезда		[1 0/11]	$\int \zeta_t, \operatorname{KM}/C$	$\log A_{\mathrm{Ti}\mathrm{I}}$	$\log A_{ m TiII}$	$\log A_{\mathrm{Ti}\mathrm{I}}$	$\log A_{ m TiII}$	
Солнце	5777	4.44	0.0	0.9	$-7.12\pm0.06$	$-7.05\pm0.05$	$-7.09\pm0.08$	$-7.06\pm0.05$
HD 84937	6350	4.09	-2.18	1.7	$-8.81\pm0.03$	$-8.86\pm0.10$	$-8.65\pm0.03$	$-8.82\pm0.09$
HD 140283	5780	3.70	-2.43	1.3	$-9.34\pm0.08$	$-9.31\pm0.07$	$-9.16\pm0.08$	$-9.27\pm0.06$
HD 122563	4600	1.40	-2.55	1.6	$-9.81\pm0.06$	$-9.42\pm0.08$	$-9.60\pm0.11$	$-9.40\pm0.07$
CD-38 245	4850	1.80	-3.70	1.7	$-10.80\pm0.04$	$-10.86\pm0.11$	$-10.43\pm0.05$	$-10.68\pm0.10$

Таблица 1. Параметры атмосфер и содержание титана у звезд выборки

Таблица 2. Список линий Ті II в УФ-диапазоне

$\lambda$ , Å	$E_{ m exc},$ $ m  extsf{i}B$	$\log gf$	Источник	$\log \gamma_r, c^{-1}$	$\frac{\log \gamma_4/N_e}{\mathrm{c}^{-1}\mathrm{cm}^{-3}}$	$\frac{\log \gamma_6/N_H}{\mathrm{c}^{-1}\mathrm{cm}^{-3}}$
2041.47	0.57	-1.12	Р	8.41	-6.38	-7.84
2043.23	0.57	-1.82	K	8.41	-6.38	-7.84
2054.53	0.61	-0.87	Р	8.41	-6.38	-7.84
2135.71	1.18	-1.56	Р	8.42	-6.35	-7.83
2162.68	1.24	-0.49	Р	8.42	-6.35	-7.83
2229.24	1.08	-1.21	Р	8.41	-6.38	-7.84
2261.19	1.89	0.21	K	8.52	-6.34	-7.83
2534.62	0.12	-0.93	W	8.35	-6.47	-7.86
2884.10	1.13	-0.23	W	8.45	-6.54	-7.83
3046.68	1.16	-0.81	W	8.32	-6.44	-7.86
3148.04	0.00	-1.22	Р	8.16	-6.41	-7.85

**Примечание.** Р — Пикеринг и др. (2001), К — база Р. Куруца (kurucz.harvard.edu), W — Вуд и др. (2013).

binmag<sup>3</sup>. Мы используем классические одномерные модели атмосфер, интерполированные из сетки MARCS (Густафсон и др., 2008).

Мы взяли многоуровневую модель атома Ti I– II из нашей предыдущей работы (Ситнова и др., 2016а). Разница в не-ЛТР расчетах между Ситновой и др. (2016а) и этой работой заключается в способе учета неупругих столкновений с атомами водорода. Ситнова и др. (2016а) применяли дравиновскую формулу с масштабирующим коэффициентом  $S_{\rm H} = 1$ . В этой работе мы рассчитали скорости неупругих процессов столкновений по приближенному, но физически обоснованному методу, предложенному Беляевым и Яковлевой (2017а, б) на основании квантовомеханических расчетов (см. раздел 1).

Список линий Ті I и Ті II в вилимом диапазоне взят из нашей предыдущей работы (Ситнова, 2016б). Атомные данные для переходов длина волны  $\lambda$ , сила осциллятора (log gf), энергия возбуждения нижнего уровня ( $E_{\rm exc}$ ) были взяты из базы атомных данных VALD (Купка и др., 1999; Рябчикова и др., 2015). Отметим, что gf-величины для Ті I (Лоулер и др., 2013) и Ті II (Вуд и др., 2013) были получены в одной и той же лаборатории. В табл. 2 мы приводим атомные данные для линий Ті ІІ в ультрафиолетовой области спектра, которые впервые использовались для определения не-ЛТР содержания у HD 84937 и HD 140283. Силы осцилляторов взяты из работ: Вуд и др. (2013), Пикеринг и др. (2001) или базы данных Р. Куруца (kurucz.harvard.edu), для каждой линии источник указан в табл. 2.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> http://www.astro.uu.se/~oleg/download.html



Рис. 2. Левая колонка: скорости возбуждения переходов Ті I (верхний ряд) и Ті II (нижний ряд) при неупругих соударениях с атомами водорода (кружки) и электронами (черные ромбы). Для сравнения приведены скорости возбуждения при столкновениях с атомами водорода, рассчитанные по формулам Дравина и Такеды (красные треугольники). Правая колонка: скорости образования пары ионов при столкновениях с атомами водорода и ионизации при электронных ударах с использованием аналогичных символов. Данные приведены для температуры 5000 К, электронной концентрации log  $N_e = 11.9$  и концентрации атомов водорода log  $N_{\rm H} = 16.8$ .

## СТАТИСТИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ Ті І-ІІ

В атмосферах звезд с  $T_{\rm eff} > 4000$  К титан сильно ионизован. Например, в солнечной атмосфере всюду доля  $N_{\rm Ti\,II}/N_{\rm Ti\,I} \simeq 10^2$ . Из-за малой концентрации Ti I по сравнению с Ti II небольшое отклонение средней интенсивности ионизующего излучения от функции Планка приводит к заметному отклонению концентрации Ti I от равновесной. Такой механизм отклонений от ЛТР называется сверхионизацией и приводит к недонаселенности атомных уровней по сравнению с ЛТР. Для Ti II, как для доминирующей стадии ионизации, отклонения от ЛТР невелики и происходят за счет связанно-связанных переходов.

На рис. 2 показаны скорости возбуждения, вызванного столкновениями с электронами и атомами Н I, а также скорости образования пары ионов при столкновениях с электронами и атомами Н I при физических условиях, соответствующих глубине формирования линий в атмосферах холодных звезд с дефицитом металлов. Для сравнения мы показываем скорости возбуждения при неупругих столкновениях с атомами водорода, которые применяли раньше из-за отсутствия более точных данных. Для расчета скоростей радиативно разрешенных переходов мы использовали формулу Дравина (1968, 1969), а для радиативно запрещенных переходов подход, предложенный в работе Такеды (1994). Он заключается в том, что скорость неупругих соударений с атомами водорода (С<sub>Н</sub>) вычисляется через электронную скорость (Се) из соотношения  $\mathrm{C_{H}}=\mathrm{C_{e}}\sqrt{m_{\mathrm{e}}/m_{\mathrm{H}}}N_{\mathrm{H}}/N_{\mathrm{e}}$ , где  $m_{\mathrm{H}},\,m_{\mathrm{e}}$  и  $N_{\mathrm{H}},\,N_{\mathrm{e}}$  массы и концентрации атомов водорода и электронов. Для Ті I и Ті II скорости возбуждения при столкновениях с атомами водорода, полученные в этой работе, равны по порядку величины скоростям при столкновениях с электронами и на три порядка меньше дравиновских скоростей. Скорости образования пары ионов при столкновениях с атомами водорода превышают скорости ионизации при электронных ударах примерно на три порядка в диапазоне энергий ионизации более 2 эВ.

Полученные в этой работе скорости принципиально отличаются от тех, что мы применяли раньше, поскольку основаны на физически реалистичном предположении. Во-первых, процесс превращения, например Ті І в Ті ІІ, происходит посредством перезарядки: Ті І + Н Ti II + Н<sup>-</sup>,



**Рис. 3.** *b*-факторы уровней Ті I и Ті II в атмосфере с  $T_{\rm eff} = 6350$  K,  $\log g = 4.09$ , [Fe/H] = -2.1, рассчитанные со скоростями неупругих столкновений с атомами водорода из этой работы (слева) и по приближенным формулам (справа). Разными линиями показаны b-факторы уровней в разных диапазонах энергии возбуждения.

а формула Дравина получена для ионизации: Ті I + + H ↔ Ti II + H + е. Во-вторых, при расчете скоростей возбуждения по формулам Дравина и Такеды все уровни в модели атома связаны между собой посредством столкновений. Квантовомеханические расчеты предсказывают, что переходы при неупругих столкновениях с атомами водорода происходят между уровнями, которые удовлетворяют правилам отбора для молекулярной симметрии. В результате уменьшения количества переходов, для которых неупругие столкновения с атомами водорода эффективны, вместе с уменьшением самих скоростей этих переходов происходит усиление отклонений от ЛТР.

Величину отклонения населенностей уровней от равновесных принято характеризовать bфакторами,  $b_i = N_{i,\text{non-LTE}}/N_{i,\text{LTE}}$ , где  $N_{i,\text{non-LTE}}$ и  $N_{i,\text{LTE}}$  — населенности уровня i в не-ЛТР и ЛТР случаях соответственно. На рис. 3 показаны b-факторы уровней Ті I и Ті II в атмоcdepe c  $T_{\text{eff}} = 6350$  K,  $\log g = 4.09$ , [Fe/H] = = -2.1, рассчитанные со скоростями неупругих столкновений с атомами водорода из этой работы и по приближенным формулам. Уровни Ті I с энергией возбуждения  $E_{\rm exc} < 5$  эВ опустошены в результате сверхионизации УФ-излучением. Чем меньше энергия возбуждения уровня, тем больше его недонаселенность, что приводит к ослаблению линий Ті I за счет уменьшения коэффициента непрозрачности в линии ( $\kappa_{\nu} \simeq b_l$ , где  $b_l - b$ -фактор нижнего уровня). Уровни Ті II, наоборот, перенаселены из-за радиативной накачки тем больше, чем больше их энергия возбуждения. С одной стороны, коэффициент непрозрачности в линии растет из за перенаселенности нижнего уровня, а с другой функция источников превышает функцию Планка на частоте перехода из-за большей перенаселенности верхнего уровня по сравнению с нижним  $(S_{\nu}/B_{\nu} \simeq b_u/b_l$ , где  $S_{\nu}$  — функция источников,

 $B_{\nu}$  — функция Планка,  $b_u$  и  $b_l$  — b-факторы верхнего и нижнего уровней соответственно). Поэтому для линий Ті II не-ЛТР может приводить как к ослаблению, так и усилению линий. Основной уровень доминирующей стадии ионизации — Ті II сохраняет равновесную населенность во всех слоях атмосферы.

С применением новых данных отклонения от ЛТР усиливаются из-за уменьшения столкновительных скоростей. Наряду с усилением отклонений от ЛТР в целом, важно, что ослабевает связь между уровнями с близкими энергиями. Сильнее всего этот эффект проявляется для основного уровня Ті I, который отделился от уровней с энергией возбуждения  $E_{\rm exc} < 3.4$  эВ (рис. 3).

### СОДЕРЖАНИЕ ТИТАНА У ЗВЕЗД ВЫБОРКИ

Для Солнца и четырех звезд с дефицитом металлов мы определили содержание титана в ЛТР и не-ЛТР случаях по линиям Ті І и Ті ІІ. Применение точных данных привело к увеличению среднего не-ЛТР содержания по линиям Ті I и Ті II у всех звезд выборки. Для Солнца среднее не-ЛТР содержание увеличилось всего на 0.01 dex как по линиям Ті I, так и по линиям Ті II. Несмотря на малое изменение в среднем не-ЛТР содержании, для отдельных линий Ті I разница в столкновительных скоростях приводит к изменениям в не-ЛТР содержании до 0.09 dex как в большую, так и в меньшую сторону. У Солнца не-ЛТР поправки к содержанию ( $\Delta_{\text{non-LTE}} = \log A_{\text{non-LTE}} - \log A_{\text{LTE}}$ ) для линий Ті I и Ті II не превышают 0.1 dex по абсолютной величине.

На рис. 4 для звезд с дефицитом металлов показаны не-ЛТР поправки для разных линий, рассчитанные с точными и приближенными скоростями (по формулам Дравина и Такеды). Не-ЛТР



**Рис. 4.** Не-ЛТР поправки к содержанию для разных линий Ті I (кружки) и Ті II (треугольники) у звезд с дефицитом металлов в зависимости от энергии возбуждения нижнего уровня. Поправки, полученные с точными скоростями неупругих соударений с атомами водорода и теми, что рассчитаны по приближенным формулам Дравина и Такеды, показаны закрашенными и незакрашенными символами соответственно. Не-ЛТР поправки для линий Ті II в УФ-области спектра показаны треугольниками меньшего размера.

расчеты с приближенными скоростями приводят к одинаковым по величине не-ЛТР поправкам для линий, образующихся при переходах с разной энергией возбуждения нижнего уровня. Для большинства линий применение точных данных привело к увеличению не-ЛТР поправок. Наибольшее изменение в не-ЛТР содержании мы получили для линий Ti I, образующихся в переходах с основного уровня. Для этих линий не-ЛТР поправки увеличиваются на величину до 0.3 dex у HD 140283 и HD 122563. При этом с новыми данными сами не-ЛТР поправки у разных звезд составляют 0.3—0.5 dex и 0.1—0.2 dex для линий с основного уровня и уровней с  $E_{\rm exc} > 0.8$  эВ соответственно.

Для линий Ті II в видимой области спектра изменения в не-ЛТР содержании малы и не превышают 0.1 dex, в то время как для линий Ті II в УФ-области получены значительные изменения, например, 0.2 dex для Ті II 2162 Å у HD 140283. Сами не-ЛТР поправки либо положительные, до 0.25 dex, либо небольшие отрицательные не больше 0.1 dex по абсолютной величине для сильных линий с эквивалентной шириной 100 м Å < EW < 120 м Å.

На рис. 5 показано полученное не-ЛТР и ЛТР содержание по отдельным линиям у звезд выборки с дефицитом металлов. Изменения в скоростях привели к расхождению содержания по линиям Ті I с основного уровня и с энергией возбуждения  $E_{\rm exc} > 0.8$  эВ у всех четырех звезд. Такое поведение наблюдается у линий Fe I с  $E_{\rm exc} <$ < 1.5 эВ и может интерпретироваться как проявление конвекции (3D-эффектов, см., например, Коллет и др., 2007; Добровольскас и др., 2013; Амарси и др., 2019). Эти линии не рекомендуют использовать для определения содержания с классическими моделями атмосфер. В этой работе среднее содержание по линиям Ті I вычислено без учета линий, образующихся при переходах с основного уровня. В табл. 1 мы приводим не-ЛТР и ЛТР

содержание по линиям Ti I и Ti II. Для HD 140284 и HD 84937, для которых доступны спектры в УФобласти, не-ЛТР содержание по линиям Ti II в видимой и УФ-области хорошо согласуется между собой.

Для звезд выборки мы сравниваем содержание титана, вычисленное отдельно по линиям Ti I и Ti II. Для Солнца не-ЛТР ведет к согласию содержания по линиям разных стадий ионизации. Средняя разница в содержании между Ti I и Ti II  $\Delta_{\text{Ti I}-\text{Ti II}} =$  $= -0.07 \text{ dex} \pm 0.08$  и  $-0.03 \text{ dex} \pm 0.09$  в ЛТР и не-ЛТР соответственно. Для HD 140283, HD 84937 и CD-38 245 содержание по двум стадиям ионизации согласуется в ЛТР. Для HD 122563 в ЛТР разница  $\Delta_{\text{Ti I-Ti II}} = 0.4$  dex. В не-ЛТР содержание по линиям Ti I и Ti II не согласуется, и  $\Delta_{Ti I-Ti II} =$  $= 0.10 \text{ dex} \pm 0.10, 0.17 \text{ dex} \pm 0.09, -0.20 \text{ dex} \pm 0.13$ и 0.25 dex ± 0.11, для HD 140283, HD 84937, HD 122563 и CD-38 245 соответственно. Такое поведение нельзя объяснить ошибками в определении параметров атмосфер. Например, для CD- $38\,245$ , где неопределенности в  $T_{\rm eff}$  и log q наибольшие по сравнению с другими звездами выборки, уменьшение  $T_{\rm eff}$  на 250 K или увеличение  $\log g$ на 0.3 позволяет уменьшить расхождение лишь на 0.15 dex и 0.09 dex соответственно. К тому же такие изменения в параметрах привели бы к неправдоподобному эволюционному статусу CD-38 245, который не соответствует ее металличности, возрасту и положению на соответствующей изохроне.

Проблема расхождения не-ЛТР содержания по линиям Ті І и Ті ІІ у звезд с дефицитом металлов обсуждалась в литературе (Бергеманн и др., 2011; Ситнова и др., 2016а, б). В табл. З мы привели разницу в содержании  $\Delta_{\text{Ті I-Ті II}}$  для трех звезд выборки, полученную в этой работе, в нашей предыдущей работе (Ситнова и др., 2016а) и в работе Бергеманн и др. (2011). Для сравнения мы также приводим аналогичные величины для железа  $\Delta_{\text{Fe I-Fe II}}$ , полученные Машонкиной и др. (2019) с



**Рис. 5.** Содержание титана у звезд с дефицитом металлов по разным линиям Ті I (кружки) и Ті II (треугольники) в зависимости от энергии возбуждения нижнего уровня. Не-ЛТР и ЛТР содержание показано закрашенными и незакрашенными символами соответственно. Для HD 84937 и HD 140283 содержание титана по линиям Ті II в УФ-области спектра показано треугольниками меньшего размера. Среднее не-ЛТР содержание по линиям Ті I (без учета линий с  $E_{\rm exc} = 0$  эВ) и Ті II показано сплошной и пунктирной линией соответственно.

применением точных квантово-механических данных для столкновений Fe I + H и Fe II + H. Для титана ни в одной из работ не было получено согласия не-ЛТР содержания по разным стадиям ионизации. Бергеманн и др. (2011) предположили, что проблема может заключаться в недостаточной точности атомных данных. С того времени в атомных данных для расчетов линий Ті I и Ті II достигнут значительный прогресс и появились (і) лабораторные измерения сил осцилляторов переходов Ті І (Лоулер и др., 2013) и Ті II (Вуд и др., 2013); (ii) точные квантово-механические расчеты сечений фотоионизации для Ті I (Нахар, 2015) и Ті II (К. Батлер, частное сообщение, 2015); (ііі) точные квантово-механические расчеты констант переходов при неупругих соударениях с атомами водорода (эта работа). Однако, как можно заметить из табл. 3, применение этих данных так и не позволило решить проблему расхождения содержания по линиям Ті I и Ті II у звезд с дефицитом металлов. Мы отмечаем, что для железа тоже наблюдается намек на более высокое содержание по линиям Fe I по сравнению с Fe II в не-ЛТР (Машонкина и др. 2011. 2019). Однако этот эффект для железа меньше, чем для титана, возможно, из-за меньших отклонений от ЛТР.

Проблема относится больше к линиям Ті I, нежели к Ті II. В пользу такого заключения свидетельствуют данные об элементных отношениях у звезд гало Млечного Пути. Из не-ЛТР анализа линий Mg I, Ca I, Ті II и Fe II Жао и др. (2016) нашли, что для звезд с [Fe/H] < -1, элементные отношения [Mg, Ca, Ti/Fe]  $\simeq 0.3$ . Для HD 84937, HD 140283 и HD 122563 [Ti II/Fe] = 0.44, 0.25 и 0.26 соответственно и близки к [ $\alpha$ /Fe] из Жао и др. (2016), в то время как по Ti I с [Ti I/Fe] = 0.61, 0.36 и 0.06 элементные отношения сильнее отличаются от среднего. Как и прежде, мы считаем что у звезд с дефицитом металлов линии Ti II дают более надежное не-ЛТР содержание по сравнению с тем, что получается по линиям Ti I.

В зависимости от эффективной температуры звезды содержание по линиям Ті I либо переоценивается, как в случае HD 84937 с  $T_{\rm eff}$  = 6350 К и в меньшей степени HD 140283 с  $T_{\rm eff}$  = 5780 К, либо, наоборот, занижено, как в случае гиганта HD 122563 с  $T_{\rm eff}$  = 4600 К. Надо отметить, что содержание титана у CD-38 245 не следует этой тенденции. Металличность этой звезды на порядок с лишним меньше, чем для других трех звезд с дефицитом металлов. Чтобы понять закономерность в поведении не-ЛТР содержания по линиям Ті I в зависимости от параметров атмосферы, нужно больше данных для звезд в разных диапазонах металличности.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой работе мы предприняли попытку решить проблему расхождения не-ЛТР содержания по линиям Ті I и Ті II у звезд с дефицитом металлов путем применения более точных данных для учета столкновений с атомами водорода. Для этого были рассчитаны константы скоростей для связанносвязанных переходов при неупругих столкновениях атомов и ионов титана с атомами водорода, а также для процессов перезарядки: Ті I + H ↔ Ti II + + H<sup>-</sup> и Ti II + H ↔ Ti III + H<sup>-</sup>. Влияние точных

## ВЛИЯНИЕ СТОЛКНОВЕНИЙ С ВОДОРОДОМ

Звезда		$\Delta_{\text{Ti I-Ti II}}$		$\Delta_{ m Fe\ I-Fe\ II}$	[Ti I/Fe]	[Ti II/Fe]
	C19	C16	Б11	M19	C19 -	+ M19
HD 84937	0.17	0.15	0.24	0.10	0.61	0.44
HD 140283	0.10	0.09	0.16	0.09	0.36	0.25
HD 122563	-0.20	-0.18	-0.10	-0.07	0.06	0.26

Таблица 3. Сравнение не-ЛТР содержания по линиям разных стадий ионизации у звезд выборки

**Примечание.** С19 — эта работа, С16 — Ситнова и др. (2016а), Б11 — Бергеманн и др. (2011), М19 — Машонкина и др. (2019).

данных на определение не-ЛТР содержания было проверено для Солнца и четырех звезд с дефицитом металлов.

Применение полученных констант привело к увеличению отклонений от ЛТР и увеличению содержания титана по сравнению тем, что получается с использованием приближенных формул. Для Солнца среднее не-ЛТР содержание увеличилось всего на 0.01 dex как по линиям Ti I, так и по линиям Ti II. Мы получили существенное изменение в не-ЛТР содержании, до 0.3 dex, для линий Ti I, образующихся при переходах с основного уровня, у звезд с дефицитом металлов. Это привело к расхождению содержания по линиям Ti I с основного уровня и с энергией возбуждения  $E_{\rm exc} > 0.8$  эВ у всех четырех звезд.

Для звезд с дефицитом металлов среднее не-ЛТР содержание по линиям Ті II увеличилось на несколько сотых, от 0.01 dex до 0.07 dex, в зависимости от параметров атмосфер. Для линий Ті II в ультрафиолетовом диапазоне не-ЛТР поправки существенны и могут достигать 0.2 dex у звезд-карликов с [Fe/H] = -2. У HD 84937 и HD 140283 в не-ЛТР получено хорошее согласие между содержанием по линиям Ті II в видимой и УФ-области.

Для Солнца не-ЛТР ведет к согласию содержания по линиям Ті I и Ті II. Средняя разница в содержании между Ті I и Ті II  $\Delta_{\text{Ti I-Ti II}} = -0.07 \text{ dex}$  и -0.03 dex, в ЛТР и не-ЛТР соответственно. Для звезд с дефицитом металлов нет согласия в не-ЛТР содержании по линиям Ті I и Ті II;  $\Delta_{\text{Ti I-Ti II}} = 0.10 \text{ dex}$ , 0.17 dex, -0.20 dex и 0.25 dex для HD 140283, HD 84937, HD 122563 и CD-38 245 соответственно. Известная в литературе проблема расхождения содержания по линиям Ті I и Ті II у звезд с дефицитом металлов, по-видимому, не может быть решена только на основе уточнения скоростей неупругих столкновений с атомами водорода в не-ЛТР расчетах с классическими моделями атмосфер.

САЯ и АКБ благодарят за финансовую поддержку Министерство науки и высшего образования РФ (проекты 3.5042.2017/6.7, 3.1738.2017/4.6). Мы благодарны Клаусу Фурману за предоставленные спектры, Олегу Кочухову за программу binmag. Мы использовали базы данных VALD, MARCS, ASTRAL.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Амарси и др. (А.М. Amarsi, P.E. Nissen, Á. Skúladóttir), Astron. Astrophys. 630, A104 (2019).
- 2. Байлер-Джонс и др. (C.A.L. Bailer-Jones, J. Rybizki, M. Fouesneau, G. Mantelet, R.Andrae), Astron. J. **156**, 58 (2018).
- Барклем и др. (P.S. Barklem, A.K. Belyaev, M. Guitou, N. Feautrier, F.X. Gadéa, A. Spielfiedel), Astron. Astrophys. 530, A94 (2011).
- Батлер и Гиддингс (K. Butler, J. Giddings), Newsletter on Analysis of Astronomical Spectra 9, University of London 723, (1985).
- 5. Батлер (К. Butler), Сечения фотоионицации для Ti II, частное сообщение, (2015).
- 6. Беляев и Яковлева (А.К. Belyaev, S.A. Yakovleva), Astron. Astrophys. **606**, A147 (2017а).
- Беляев и Яковлева (А.К. Belyaev, S.A. Yakovleva), Astron. Astrophys. 608, A33 (20176).
- Бергеманн и др. (M. Bergemann, R.-P. Kudritzki, B. Plez, B. Davies, K. Lind, Z. Gazak), MNRAS 751, 156 (2012).
- 9. Бергеманн (M. Bergemann), Astrophys. J. **413**, 2184 (2011).
- 10. Браун и др. (Gaia Collaboration A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, C. Babusiaux, C.A.L. Bailer-Jones, M. Biermann, D.W. Evans, L. Eyer, et al.), Astron. Astrophys. **616**, A1 (2018).
- 11. Вуд и др. (М.Р. Wood, J.E. Lawler, C. Sneden, J.J. Cowan), Astrophys. J. **208**, 27 (2013).
- 12. Густафсон и др. (B. Gustafsson, B. Edvardsson, K. Eriksson U.G., Jørgensen, Å. Nordlund, B. Plez), Astron. Astrophys. **486**, 951 (2008).
- Добровольскас и др. (V. Dobrovolskas, A. Kučinskas, M. Steffen, H.-G. Ludwig, D. Prakapavičius, J. Klevas, E. Caffau, P. Bonifacio), Astron. Astrophys. 559, A102 (2013).
- 14. Дравин (H.W. Drawin), Z. Physik 211, 404 (1968).
- 15. Дравин (H.W. Drawin), Z. Physik 225, 483 (1969).

- 16. Жао и др. (G. Zhao, L. Mashonkina, S. Alexeeva, Yu. Pakhomov, J.-R. Shi, T. Sitnova, K. Tan, H.-W. Zhang, et al.), Astrophys. J. **833**, 12, 225 (2016).
- 17. Каровикова и др. (I. Karovicova, T.R. White, T. Nordlander, K. Lind, L. Casagrande, M.J. Ireland, D. Huber, O. Creevey, D. Mourard, G.H. Schaefer, G. Gilmore, A. Chiavassa, M. Wittkowski, P. Jofré, U. Heiter, F. Thévenin, M. Asplund), MNRAS **475**, L81 (2018).
- 18. Касагранде и др. (L. Casagrande, I. Ramírez, J. Meléndez, M. Bessel, M. Asplund), Astron. Astrophys. **512**, A54 (2010).
- 19. Коллет и др. (R. Collet, M. Asplund, R. Trampedach), Astron. Astrophys. **469**, 687 (2007).
- 20. Кривей и др. (O.L. Creevey, F. Thevenin, T.S. Boyajian, P. Kervella, A. Chiavassa, L. Bigot, A. Merand, U. Heiter et al.), Astron. Astrophys. **575**, A17 (2012).
- 21. Кривей и др. (O.L. Creevey, F. Thevenin, P. Berio, U. Heiter, K. von Braun, D. Mourard, L. Bigot, T.S. Boyajian et al.), Astron. Astrophys. **575**, A26 (2015).
- 22. Купка и др. (F. Kupka, N.E. Piskunov, T.A. Ryabchikova, H.C. Stempels, W.W. Weiss), Astron. Astrophys. Suppl. **138**, 119 (1999).
- 23. Куруц и др. (Ř. Kurucz, I. Furenlid, J. Brault, L. Testerman), National Solar Observatory Atlas, Sunspot, New Mexico: National Solar Observatory (1984).

- 24. Лоулер и др. (J.E. Lawler, A. Guzman, M.P. Wood, C. Sneden, J.J. Cowan), Astrophys. J. Suppl. **205**, 11 (2013).
- 25. Машонкина и др. (L. Mashonkina, T. Gehren, J.R. Shi, A.J. Korn, F. Grupp), Astron. Astrophys. **528**, A87 (2011).
- 26. Машонкина и др. (L. Mashonkina, P. Jablonka, T. Sitnova, Y. Pakhomov, P. North), Astron. Astrophys. **608**, A89 (2017).
- 27. Машонкина и др. (L. Mashonkina, T. Sitnova, S.A. Yakovleva, A.K. Belyaev), Astron. Astrophys. 631, A43 (2019).
- 28. Пикеринг и др. (J.C. Pickering, A.P. Thorne, R. Perez), Astrophys. J. Suppl. Ser. **132**, 403 (2001).
- 29. Рябчикова и др. (Т. Ryabchikova, N. Piskunov, R.L. Kurucz, H.C. Stempels, U. Heiter, Y. Pakhomov, P.S. Barklem), Phys. Scr. **90**, 054005 (2015).
- 30. Ситнова и др. (Т.М. Sitnova, L.I. Mashonkina, T.A. Ryabchikova), MNRAS **461**, 1000 (2016а).
- 31. Ситнова Т.М., Письма в Астрон. Журнал **42**, 734 (20166).
- 32. Ситнова и др. (Т.М. Sitnova, L.I. Mashonkina, R. Ezzeddine, A. Frebel), MNRAS **485**, 3527 (2019).
- 33. Стинбок и Холвегер (W. Steenbock, H. Holweger), Astron. Astrophys. **130**, 319 (1984).
- 34. Такеда (Y. Takeda), PASJ 46, 53 (1994).
- 35. Цымбал и др. (V. Tsymbal, T. Ryabchikova, T. Sitnova), Software for NLTE Spectrum Fitting. pp. 247-252 (2019).

## КИНЕМАТИКА БЛИЗКИХ К СОЛНЦУ ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА ИЗ КАТАЛОГА GAIA DR2

© 2020 г. В. В. Бобылев<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия Поступила в редакцию 29.10.2019 г.

После доработки 29.10.2019 г.; принята к публикации 24.12.2019 г.

Изучены пространственные и кинематические свойства большой выборки молодых звезд типа Т Тельца из околосолнечной окрестности радиусом 500 пк. По наиболее вероятными членам пояса Гулда определены следующие характеристики эллипсоида положений: его размеры составляют  $350 \times 270 \times 87$  пк, он расположен под углом  $14 \pm 1^{\circ}$  к галактической плоскости с долготой восходящего узла  $297 \pm 1^{\circ}$ . Анализ движений звезд этой выборки звезд показал, что эллипсоид остаточных скоростей с главными полуосями  $\sigma_{1,2,3} = (8.87, 5.58, 3.03) \pm (0.10, 0.20, 0.04)$  км/с расположен под углом  $22 \pm 1^{\circ}$  к галактической плоскости с долготой восходящего узла  $298 \pm 2^{\circ}$ . Установлено, что значительную часть характерного для звезд пояса Гулда эффекта расширения (кинематический *K*-эффект), величиной 5-6 км/с/кпк, можно объяснить влиянием галактической спиральной волны плотности с амплитудой радиальных возмущений  $f_R \sim 5$  км/с.

*Ключевые слова:* кинематика, звезды типа Т Тельца, пояс Гулда, вращение Галактики, спиральная волна плотности.

DOI: 10.31857/S0320010820020023

## ВВЕДЕНИЕ

Пояс Гулда — это достаточно плоская система с полуосями около 350 × 250 × 50 пк с направлением большой полуоси около  $l = 40^{\circ}$  (Ефремов, 1989; Поппель, 1997, 2001; Торра и др., 2000; Олано, 2001). Плоскость его симметрии имеет наклон к галактической плоскости около  $i = 18^{\circ}$ . Долгота восходящего узла составляет  $l_{\Omega} = 280^{\circ}$ . Солнце находится на расстоянии около 40 пк от линии узлов. Центр системы расположен на расстоянии 100-150 пк от Солнца во втором галактическом квадранте. Оценка направления на центр *l*<sub>0</sub> зависит от возраста выборки и по различным литературным источникам составляет от 130° до 180°. Пространственное распределение звезд очень неравномерное — в радиусе ≈80 пк от центра наблюдается заметное падение плотности, т.е. вся система имеет вид бублика. Близко к центру этого бублика находится известное рассеянное звездное скопление  $\alpha$  Per, возраст которого составляет около 35 млн. лет. Поясу Гулда принадлежит целый ряд близких ОВ-ассоциаций (Зев и др., 1999) и рассеянных звездных скоплений (Пискунов и др., 2006; Бобылев, 2006), пылевые (Дейм и др. 2001; Гончаров, 2019) и молекулярные облака (Перро,

Гренье, 2003; Бобылев, 2016), с ним ассоциирует гигантское облако нейтрального водорода, которое называют кольцом Линдблада (Линдблад, 1967, 2000).

О кинематических свойствах пояса Гулда известно из анализа движений молодых массивных звезд спектральных классов О и В (Торра и др., 2000), молодых рассеянных звездных скоплений (Пискунов и др., 2006; Бобылев, 2006, Василькова, 2014), а также молекулярных облаков (Перро, Гренье, 2003; Бобылев, 2016). В частности, обнаружены признаки расширения и собственного вращения этой системы. Сартори и др. (2003) на примере ближайшей к Солнцу ассоциации в Скорпионе-Центавре (на масштабе около 150 пк) показали отсутствие различий в распределении и кинематике между массивными и маломассивными (типа Т Тельца) звездами сопоставимого возраста. На бо́льшем масштабе (диаметром около 1 кпк) кинематический анализ звезд типа Т Тельца еще не проводился из-за отсутствия необходимых измерительных данных. С появлением каталога Gaia DR2 (Браун и др., 2018; Линдегрен и др., 2018) появилась возможность отбора десятков тысяч таких звезд (Зари и др., 2018), принадлежащих известным ассоциациям, тесно связанным с поясом Гулда. Это ассоциации в Скорпионе-Центавре,

<sup>\*</sup>Электронный адрес: vbobylev@gaoran.ru

Орионе, Парусах, Тельце, Цефее, Кассиопее и Ящерице.

В области пояса Гулда отмечен эффект расширения отдельных ОВ-ассоциаций (Блаау, 1964), группировок молодых близких к Солнцу ассоциаций (Торрес и др., 2008), выборок молодых массивных ОВ-звезд (Торра и др., 2000), а также большого комплекса молодых рассеянных звездных скоплений (Пискунов и др., 2006; Бобылев, 2006). Причем нет определенности в вопросе о том, из какого центра или линии происходит расширение, так как эффект проявляется в виде зависимости скоростей U и V от координат x и y. Бобылевым (2014) было высказано предположение о том, что значительную часть эффекта расширения пояса Гулда можно объяснить влиянием спиральной волны плотности. Практический учет эффекта, по-видимому, еще не был сделан, поэтому результаты такого подхода представляют большой интерес.

Целью настоящей работы является определение пространственных и кинематических характеристик большой выборки звезд типа Т Тельца из каталога Gaia DR2, отобранных Зари и др. (2018). Такой анализ предполагает изучение пространственной ориентации системы, подтверждение характерного для пояса Гулда эффекта расширения системы и собственного вращения, а также анализ остаточных скоростей звезд.

#### ДАННЫЕ

В настоящей работе мы используем компиляцию Зари и др. (2018), в которой содержатся более 40 000 звезд типа Т Тельца, отобранных из каталога Gaia DR2 по кинематическим и фотометрическим данным. Эти звезды расположены не далее 500 пк от Солнца, так как использовалось ограничение на радиус выборки  $\pi > 2$  миллисекунд дуги (мсд). Отобраны они были по собственным движениям путем анализа сглаженного распределения точек на плоскости  $\mu_{\alpha} \cos \delta \times \mu_{\delta}$  с использованием ограничения на тангенциальную скорость звезды

$$\sqrt{(\mu_{\alpha}\cos\delta)^2 + \mu_{\delta}^2} < 40 \text{ km/c}.$$

В каталоге Зари и др. (2018) представлены три следующие подвыборки звезд типа Т Тельца:

а) pms1, в которую вошли 43 719 звезд, расположенных внутри самого внешнего контура, построенного при сглаживании точек на плоскости  $\mu_{\alpha} \cos \delta \times \mu_{\delta}$ , поэтому эта выборка содержит наибольшее количество (по сравнению с остальными двумя) фоновых объектов;

б) pms2, содержащая 33 985 звезд, расположенных внутри второго контура, на плоскости  $\mu_{\alpha} \cos \delta \times \mu_{\delta}$ ; в) pms3, содержащая 23 686 звезд, расположенных внутри третьего контура, поэтому они являются наиболее вероятными членами кинематической группировки (пояса Гулда).

Кроме того, имеется выборка звезд ранних типов из каталога Gaia DR2, которые располагаются в верхней части главной последовательности на диаграмме Герцшпрунга—Рассела (Г—Р). Эта выборка обозначается ums (upper-main sequence), она содержит 86 102 звезд с абсолютной величиной  $M_{G,0}$  менее 3.5<sup>*m*</sup>. По мнению Зари и др. (2018), в эту выборку вошли звезды спектральных классов O, B и A.

Значения лучевых скоростей в каталоге Зари и др. (2018) были взяты из различных источников, в частности, и из каталога Gaia DR2. Однако звезд с лучевыми скоростями существенно меньше, чем звезд с собственными движениями. На рис. 1 дана диаграмма Г-Р, построенная по звездам выборок ums и pms3. На ней обозначены звезды с измеренными лучевыми скоростями, причем были взяты звезды с ошибками измерения лучевых скоростей не более 5 км/с. Можно видеть, что в выборке ums очень молодых и звезд с измеренными лучевыми скоростями мало, а в выборке pms3, наоборот, звезды с измеренными лучевыми скоростями являются относительно более яркими, а также наиболее продвинутыми в эволюционном плане, так как расположены на диаграмме Г-Р близко к главной последовательности.

Как показано в работе Зари и др. (2018), звезды всех представленных ими выборок, pms1, pms2, pms3 и ums, имеют тесную пространственную связь с поясом Гулда, хотя ums в меньшей степени.

#### МЕТОДЫ

Используем прямоугольную систему координат с центром в Солнце, в которой ось x направлена в сторону галактического центра, ось y в сторону галактического вращения и ось z — в северный полюс Галактики. Тогда  $x = r \cos l \cos b$ ,  $y = r \sin l \cos b$  и  $z = r \sin b$ .

Из наблюдений нам известны три составляющие скорости звезды: лучевая скорость  $V_r$  и две проекции тангенциальной скорости  $V_l = 4.74r\mu_l \cos b$ и  $V_b = 4.74r\mu_b$ , направленные вдоль галактической долготы l и широты b соответственно, выраженные в км/с. Здесь коэффициент 4.74 является отношением числа километров в астрономической единице к числу секунд в тропическом году, а  $r = 1/\pi$  гелиоцентрическое расстояние звезды в кпк, которое мы вычисляем через параллакс звезды  $\pi$  в мсд. Компоненты собственного движения  $\mu_l \cos b$  и  $\mu_b$ выражены в миллисекундах дуги в год (мсд/год).



**Рис. 1.** Диаграмма Г-Р, построенная по звездам выборки ums (а) и pms3 (б), темными кружками обозначены звезды с измеренными лучевыми скоростями, сплошной линией отмечена главная последовательность.

Для каждой звезды, через компоненты  $V_r$ ,  $V_l$ ,  $V_b$ , можно вычислить скорости U, V, W, где скорость U направлена от Солнца к центру Галактики, V в направлении вращения Галактики и W на северный галактический полюс:

$$U = V_r \cos l \cos b - V_l \sin l - V_b \cos l \sin b, \quad (1)$$
$$V = V_r \sin l \cos b + V_l \cos l - V_b \sin l \sin b,$$
$$W = V_r \sin b + V_b \cos b.$$

Эти скорости могут быть определены только для тех звезд, для которых измерены как лучевые скорости, так и их собственные движения.

Оценим, какими должны быть в нашей выборке ошибки лучевых скоростей звезд, чтобы они были сопоставимы с ошибками тангенциальных скоростей. В каталоге Gaia DR2 средние ошибки параллаксов ярких звезд ( $G < 15^{m}$ ) лежат в интервале 0.02-0.04 мсд, а для слабых звезд (G = $= 20^{m}$ ) они достигают 0.7 мсд. Аналогично, ошибки собственных движений составляют от 0.05 мсд/год для ярких ( $G < 15^m$ ) до 1.2 мсд/год для слабых  $(G = 20^m)$  звезд. Если взять ошибку собственного движения 0.1 мсд/год, то ошибка тангенциальной скорости на границе выборки в 0.5 кпк составит  $4.74 \times 0.5 \times 0.1 = 0.2$  км/с, а для крайнего случая — для значения ошибки собственного движения 1 мсл/год. ошибка тангенциальной скорости на границе выборки составит  $4.74 \times 0.5 \times$  $\times 1 = 2.4$  км/с. Таким образом, желательно использовать лучевые скорости звезд со случайными ошибками их измерения менее 2.4 км/с.

## Формирование остаточных скоростей

При формировании остаточных скоростей мы учитываем, в первую очередь, пекулярную скорость Солнца,  $U_{\odot}$ ,  $V_{\odot}$  и  $W_{\odot}$ . Диаметр рассматриваемой нами околосолнечной окрестности составляет 1 кпк, поэтому необходимо также учесть влияние дифференциального вращения Галактики. Наконец, интересно учесть влияние галактической спиральной волны плотности. Выражения для полного учета перечисленных эффектов имеют следующий вид:

$$V_r = V_r^* - [-U_{\odot} \cos b \cos l - V_{\odot} \cos b \sin l - (2) - W_{\odot} \sin b + R_0 (R - R_0) \sin l \cos b\Omega'_0 + + 0.5 R_0 (R - R_0)^2 \sin l \cos b\Omega''_0 + + \tilde{v}_{\theta} \sin(l + \theta) \cos b - \tilde{v}_R \cos(l + \theta) \cos b],$$

$$V_{l} = V_{l}^{*} - [U_{\odot} \sin l - V_{\odot} \cos l - r\Omega_{0} \cos b + (3) + (R - R_{0})(R_{0} \cos l - r \cos b)\Omega_{0}' + + 0.5(R - R_{0})^{2}(R_{0} \cos l - r \cos b)\Omega_{0}'' + + \tilde{v}_{\theta} \cos(l + \theta) + \tilde{v}_{B} \sin(l + \theta)].$$

$$V_b = V_b^* - [U_{\odot} \cos l \sin b + V_{\odot} \sin l \sin b - (4) - W_{\odot} \cos b - R_0 (R - R_0) \sin l \sin b \Omega'_0 - - 0.5 R_0 (R - R_0)^2 \sin l \sin b \Omega''_0 - - \tilde{v}_{\theta} \sin(l + \theta) \sin b + \tilde{v}_R \cos(l + \theta) \sin b],$$

где стоящие в правых частях уравнений  $V_r^*$ ,  $V_l^*$ ,  $V_b^*$  — исходные, не исправленные скорости, а в левых частях  $V_r$ ,  $V_l$ ,  $V_b$  — исправленные скорости, с которыми можем вычислить остаточные

скорости U, V, W на основе соотношений (1), R -расстояние от звезды до оси вращения Галактики,  $R^2 = r^2 \cos^2 b - 2R_0 r \cos b \cos l + R_0^2$ . Расстояние  $R_0$  принимаем равным  $8.0 \pm 0.15$  кпк. Конкретные значения пекулярной скорости Солнца,  $(U_{\odot}, V_{\odot}, W_{\odot}) = (11.1, 12.2, 7.3)$  км/с, берем согласно определению Шонриха и др. (2010). Используем следующие значения кинематических параметров:  $\Omega_0 = 28.71 \pm 0.22$  км/с/кпк,  $\Omega_0' = -4.100 \pm 0.058$  км/с/кпк<sup>2</sup> и  $\Omega_0'' = 0.736 \pm$  $\pm 0.033$  км/с/кпк<sup>3</sup>, где  $\Omega_0$  является угловой скоростью вращения Галактики на расстоянии  $R_0$ , параметры  $\Omega'_0$  и  $\Omega''_0$  — соответствующие производные этой угловой скорости. Значения этих параметров были определены (Бобылев, Байкова, 2019а) из анализа выборки молодых рассеянных звездных скоплений с собственными движениями, параллаксами и лучевыми скоростями, вычисленными по данным каталога Gaia DR2.

Две скорости:  $V_R$ , направленную радиально от галактического центра и ортогональную ей скорость  $V_{\theta}$ , направленную в направлении вращения Галактики, можем найти на основе следующих соотношений:

$$V_{\theta} = U \sin \theta + (V_0 + V) \cos \theta, \qquad (5)$$
$$V_R = -U \cos \theta + (V_0 + V) \sin \theta,$$

где позиционный угол  $\theta$  удовлетворяет соотношению  $\tan \theta = y/(R_0 - x)$ , x, y, z — прямоугольные гелиоцентрические координаты звезды (вдоль соответствующих осей x, y, z направлены скорости U, V, W),  $V_0$  — линейная скорость вращения Галактики на околосолнечном расстоянии  $R_0$ .

Здесь для учета влияния спиральной волны плотности использована простейшая модель, основанная на линейной теории волн плотности Лина и Шу (1964), в которой возмущение потенциала имеет вид бегущей волны, тогда

$$\tilde{v}_R = f_R \cos \chi, \quad \tilde{v}_\theta = f_\theta \sin \chi, \quad (6)$$
  
$$\chi = m[\operatorname{ctg}(i) \ln(R/R_0) - \theta] + \chi_{\odot},$$

где  $f_R$  и  $f_{\theta}$  — амплитуды возмущений радиальной (направленной к центру Галактики в рукаве) и азимутальной (направленной вдоль галактического вращения) скоростей; i — угол закрутки спиралей (i < 0 для закручивающихся спиралей); m — число рукавов;  $\chi_{\odot}$  — фазовый угол Солнца, в настоящей работе мы его отсчитываем от центра спирального рукава Киля—Стрельца,  $\lambda$  — расстояние (по галактоцентрическому радиальному направлению) между соседними отрезками спиральных рукавов в околосолнечной окрестности (длина спиральной волны) вычисляется из соотношения

$$tg(i) = \lambda m / (2\pi R_0).$$
<sup>(7)</sup>

Изложенный метод учета влияния спиральной волны плотности применялся, например, Мишуровым, Зениной (1999) или Фернандесом и др. (2001), где можно найти детальное его описание.

Можно видеть, что в малой окрестности Солнца, как в нашем случае, позиционный угол  $\theta \to 0^{\circ}$  в формуле (6), поэтому учет спиральной волны не зависит от *m*. В настоящей работе мы, согласно анализу различных звездных выборок (Дамбис и др., 2015; Расторгуев и др., 2017; Бобылев, Байкова, 2019а; Локтин, Попова, 2019), принимаем следующие параметры спиральной волны плотности:  $\lambda = 2.2$  кпк,  $f_R = 5$  км/с,  $f_{\theta} = 0$  км/с и  $\chi_{\odot} = -120^{\circ}$ .

#### Эллипсоид остаточных скоростей

Для определения параметров эллипсоида остаточных скоростей звезд используем следующий известный метод (Трамплер, Уивер, 1953; Огородников, 1965). В классическом варианте рассматриваются шесть моментов второго порядка a, b, c, f, e, d:

$$a = \langle U^2 \rangle - \langle U_{\odot}^2 \rangle, \qquad (8)$$

$$b = \langle V^2 \rangle - \langle V_{\odot}^2 \rangle, \qquad (8)$$

$$c = \langle W^2 \rangle - \langle W_{\odot}^2 \rangle, \qquad f = \langle VW \rangle - \langle V_{\odot}W_{\odot} \rangle, \qquad e = \langle WU \rangle - \langle W_{\odot}U_{\odot} \rangle, \qquad d = \langle UV \rangle - \langle U_{\odot}V_{\odot} \rangle, \qquad d = \langle UV \rangle - \langle U_{\odot}V_{\odot} \rangle,$$

но как было отмечено выше, можно освобождать наблюдаемые скорости не только от пекулярного движения Солнца, но и от других эффектов. Моменты *a*, *b*, *c*, *f*, *e*, *d* являются коэффициентами уравнения поверхности

$$ax^{2} + by^{2} + cz^{2} + 2fyz + 2ezx + 2dxy = 1, \quad (9)$$

а также компонентами симметричного тензора моментов остаточных скоростей

$$\begin{pmatrix} a & d & e \\ d & b & f \\ e & f & c \end{pmatrix}.$$
 (10)

Значения всех элементов этого тензора могут быть определены из решения следующей системы условных уравнений:

$$V_l^2 = a \sin^2 l + b \cos^2 l \sin^2 l -$$
(11)  
- 2d \sin l \cos l,

$$V_b^2 = a \sin^2 b \cos^2 l + b \sin^2 b \sin^2 l + (12) + c \cos^2 b - 2f \cos b \sin b \sin l -$$

#### КИНЕМАТИКА БЛИЗКИХ К СОЛНЦУ ЗВЕЗД

$$-2e \cos b \sin b \cos l +$$

$$+ 2d \sin l \cos l \sin^2 b,$$

$$V_l V_b = a \sin l \cos l \sin b + (13)$$

$$+ b \sin l \cos l \sin b +$$

$$+ f \cos l \cos b - e \sin l \cos b +$$

$$+ d(\sin^2 l \sin b - \cos^2 \sin b),$$

$$V_b V_r = -a \cos^2 l \cos b \sin b - (14)$$

$$- b \sin^2 l \sin b \cos b + c \sin b \cos b +$$

$$+ f(\cos^2 b \sin l - \sin l \sin^2 b) +$$

$$+ e(\cos^2 b \cos l - \cos l \sin^2 b) -$$

$$- d(\cos l \sin l \sin b \cos b +$$

$$+ \sin l \cos l \cos b \sin b),$$

$$V_l V_r = -a \cos b \cos l \sin l +$$

$$+ f \sin b \cos l - e \sin b \sin l +$$

$$(15)$$

 $+ d(\cos b \cos^2 l - \cos b \sin^2 l).$ 

Решение ищется методом наименьших квадратов относительно шести неизвестных a, b, c, f, e, d. Затем находятся собственные значения тензора (10)  $\lambda_{1,2,3}$  из решения векового уравнения

1

$$\begin{vmatrix} a - \lambda & d & e \\ d & b - \lambda & f \\ e & f & c - \lambda \end{vmatrix} = 0.$$
(16)

Собственные значения данного уравнения равны обратным значениям квадратов полуосей эллипсоида моментов скоростей и, в то же время, квадратам полуосей эллипсоида остаточных скоростей:

$$\lambda_1 = \sigma_1^2, \quad \lambda_2 = \sigma_2^2, \lambda_3 = \sigma_3^2, \qquad (17)$$
$$\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3.$$

Направления главных осей тензора (16)  $L_{1,2,3}$  и  $B_{1,2,3}$  находятся из соотношений

$$\operatorname{tg} L_{1,2,3} = \frac{ef - (c - \lambda)d}{(b - \lambda)(c - \lambda) - f^2},$$
 (18)

$$\operatorname{tg} B_{1,2,3} = \frac{(b-\lambda)e - df}{f^2 - (b-\lambda)(c-\lambda)} \cos L_{1,2,3}.$$
 (19)

Ошибки определения  $L_{1,2,3}$  и  $B_{1,2,3}$  оцениваются согласно следующей схеме:

$$\varepsilon(L_2) = \varepsilon(L_3) = \frac{\varepsilon(\overline{UV})}{a-b}, \qquad (20)$$
$$\varepsilon(B_2) = \varepsilon(\varphi) = \frac{\varepsilon(\overline{UW})}{a-c},$$

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 46 № 2 2020

$$\varepsilon(B_3) = \varepsilon(\psi) = \frac{\varepsilon(\overline{VW})}{b-c},$$
  

$$\varepsilon^2(L_1) = \frac{\varphi^2 \varepsilon^2(\psi) + \psi^2 \varepsilon^2(\varphi)}{(\varphi^2 + \psi^2)^2},$$
  

$$\varepsilon^2(B_1) = \frac{\sin^2 L_1 \varepsilon^2(\psi) + \cos^2 L_1 \varepsilon^2(L_1)}{(\sin^2 L_1 + \psi^2)^2},$$

где  $\varphi = \operatorname{ctg} B_1 \cos L_1$  и  $\psi = \operatorname{ctg} B_1 \sin L_1$ . При этом необходимо заранее вычислить три величины  $\overline{U^2 V^2}, \overline{U^2 W^2}$  и  $\overline{V^2 W^2}$ , тогда

$$\varepsilon^{2}(\overline{UV}) = (\overline{U^{2}V^{2}} - d^{2})/n, \qquad (21)$$
$$\varepsilon^{2}(\overline{UW}) = (\overline{U^{2}W^{2}} - e^{2})/n, \\\varepsilon^{2}(\overline{VW}) = (\overline{V^{2}W^{2}} - f^{2})/n,$$

где n — количество звезд. Здесь ошибки каждой оси оцениваются независимым способом, за исключением  $L_2$  и  $L_3$ , ошибки которых вычисляются по одной формуле.

На основе такого подхода Бобылевым, Байковой (2017) были изучены кинематические свойства протопланетарных туманностей. А в работе Бобылева, Байковой (2019б) проанализированы свойства эллипсоида остаточных скоростей горячих субкарликов из каталога Gaia DR2, где использовались только три уравнения (11)–(13), так как не было информации о лучевых скоростях таких звезд.

#### Эллипсоид положений

Пусть m, n, k — направляющие косинусы полюса искомого большого круга от осей x, y, z. Тогда искомая плоскость симметрии звездной системы определяется как плоскость, для которой сумма квадратов высот h = mx + ny + kz есть минимум:

$$\sum h^2 = \min.$$
 (22)

Сумму квадратов  $h^2 = x^2m^2 + y^2n^2 + z^2k^2 + 2yznk + 2xzkm + 2xymn$  можно обозначить как  $2P = \sum h^2$ . В итоге задача сводится к поиску минимума функции P

$$2P = Am2 + Bn2 + Ck2 +$$
(23)  
+ 2Fnk + 2Ekm + 2Dmn,

где моменты координат второго порядка A = [xx], B = [yy], C = [zz], F = [yz], E = [xz], D = [xy], записанные через скобки Гаусса, являются компонентами симметричного тензора

$$\begin{pmatrix} A & D & E \\ D & B & F \\ E & F & C \end{pmatrix},$$
(24)

Рис. 2. Распределение на небесной сфере звезд выборки pms3, сплошной линией дана косинусоида с амплитудой 20°.

собственные значения которого  $\lambda_{1,2,3}$  находятся из решения векового уравнения

$$\begin{vmatrix} A - \lambda & D & E \\ D & B - \lambda & F \\ E & F & C - \lambda \end{vmatrix} = 0.$$
(25)

Направления главных осей,  $l_{1,2,3}$  и  $b_{1,2,3}$  определяются аналогично описанному выше подходу (18), (19):

$$\operatorname{tg} l_{1,2,3} = \frac{EF - (C - \lambda)D}{(B - \lambda)(C - \lambda) - F^2},$$
 (26)

$$\operatorname{tg} b_{1,2,3} = \frac{(B-\lambda)E - DF}{F^2 - (B-\lambda)(C-\lambda)} \cos l_{1,2,3}.$$
 (27)

Соотношения для оценивания ошибок  $l_{1,2,3}$  и  $b_{1,2,3}$ аналогичны (20), (21), в которых вместо скоростей  $\overline{UV}, \overline{UW}, \overline{VW}, \overline{U^2V^2}, \overline{U^2W^2}$  и  $\overline{V^2W^2}$ , необходимо использовать соответствующие координаты  $\overline{xy}, \overline{xz}, \overline{yz}, \overline{x^2y^2}, \overline{x^2z^2}$  и  $\overline{y^2z^2}$ .

Итак, алгоритм решения задачи состоит из 1) составления функции 2P(23), 2) поиске корней векового уравнения (25) и 3) оценке направлений главных осей эллипсоида положений  $l_{1,2,3}$  и  $b_{1,2,3}$ . На основе такого подхода, например, по мазерам с измеренными тригонометрическими параллаксами, были переопределены параметры пространственной ориентации местного рукава (Бобылев, Байкова, 2014).

#### Кинематическая модель

Из анализа остаточных скоростей V<sub>r</sub>, V<sub>l</sub>, V<sub>b</sub> можем определить среднюю групповую скорость

 $U_G$ ,  $V_G$ ,  $W_G$ , а также четыре аналога постоянных Оорта  $A_G$ ,  $B_G$ ,  $C_G$ ,  $K_G$  (G — Gould Belt), которые в нашем случае характеризуют эффекты собственного вращения ( $A_G$  и  $B_G$ ) и расширения/сжатия ( $C_G$  и  $K_G$ ) выборки маломассивных звезд, тесно связанных с поясом Гулда, на основе простой кинематической модели Оорта—Линдблада:

$$V_r = U_G \cos b \cos l + V_G \cos b \sin l +$$
(28)  
+  $W_G \sin b + rA_G \cos^2 b \sin 2l +$   
+  $rC_G \cos^2 b \cos 2l + rK_G \cos^2 b,$   
$$V_l = -U_G \sin l + V_G \cos l +$$
(29)  
+  $rA_G \cos b \cos 2l - rC_G \cos b \sin 2l +$   
+  $rB_G \cos b,$   
$$V_b = -U_G \cos l \sin b - V_G \sin l \sin b +$$
(30)  
+  $W_G \cos b - rA_G \sin b \cos b \sin 2l -$ 

 $-rC_G \cos b \sin b \cos 2l - rK_G \cos b \sin b.$ 

Неизвестные  $U_G, V_G, W_G$  и  $A_G, B_G, C_G, K_G$  находим в результате совместного решения системы условных уравнений (28)–(30) методом наименьших квадратов (МНК).

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Вначале рассмотрим наиболее простой способ оценки геометрических параметров пояса Гулда по распределению звезд на небесной сфере. На рис. 2 дано такое распределение для звезд выборки pms3. Косинусоида с амплитудой 20° и сдвигом фазы 20° проведена так, что долгота восходящего узла здесь составляет  $l_{\Omega} = 290^{\circ}$ . Можно и точнее подогнать кривую к данным. Однако необходимо учесть, что это лишь проекция на сферу звезд, расположенных



Параметры	pms1	pms2	pms3
$N_{\star}$	43 706	33 978	23 683
$\lambda_1$	$55.7 \pm 0.1$	$49.2\pm0.1$	$40.4\pm0.1$
$\lambda_2$	$47.7\pm0.1$	$40.2\pm0.1$	$31.3\pm0.1$
$\lambda_3$	$17.7\pm0.1$	$14.0\pm0.3$	$10.0 \pm 0.1$
$\lambda_1:\lambda_2:\lambda_3$	1: 0.86: 0.32	1: 0.82: 0.29	1:0.77:0.25
$l_1, b_1$	$35.7 \pm 0.5^{\circ}, 11.0 \pm 0.1^{\circ}$	$38.6 \pm 0.7^{\circ}, 12.1 \pm 0.2^{\circ}$	$35.0 \pm 1.2^{\circ}, 14.3 \pm 0.6^{\circ}$
$l_2, b_2$	$125.4 \pm 0.5^{\circ}, -2.0 \pm 0.1^{\circ}$	$127.9 \pm 0.9^{\circ}, -3.1 \pm 0.1^{\circ}$	$124.5 \pm 0.6^{\circ}, -2.0 \pm 0.2^{\circ}$
$l_3, b_3$	$206.1 \pm 0.5^{\circ}, 78.9 \pm 0.1^{\circ}$	$203.8 \pm 0.9^{\circ}, 77.5 \pm 0.1^{\circ}$	$206.8 \pm 0.6^{\circ}, 75.6 \pm 0.3^{\circ}$

**Таблица 1.** Параметры эллипсоидов положений трех выборок звезд с относительными ошибками тригонометрических параллаксов менее 15%

на различных расстояниях от Солнца. Поэтому более объективные результаты должен дать анализ пространственных координат звезд.

В табл. 1 даны параметры эллипсоидов положений трех выборок звезд. Главные полуоси эллипсоида положений определяются с точностью до константы. Как можно видеть из таблицы, от выборки pms1 к pms3 эллипсоид становится все более вытянутым вдоль оси x. Если принять размер первой полуоси равной 350 пк, тогда эллипсоид, например, выборки pms3 будет иметь размеры  $350 \times 270 \times 87$  пк, очень близкие к размерам ринга Линдблада ( $350 \times 250 \times 50$  пк).

О характерном для пояса Гулда наклоне можем судить по значениям углов  $b_1$  и  $b_3$ . Из табл. 1 можем видеть, что по выборкам pms1 и pms2 значения полученных углов наклона небольшие,  $11-12^\circ$ , они достаточно далеки от ожидаемых значений. Это свидетельствует о засоренности выборок звездами фона, а также о сложности разделения двух слоев звезд — слоя не членов пояса Гулда, лежащих в галактической плоскости, от наклонного слоя, членов пояса Гулда. Найденный по выборке pms3 угол наклона 14° также не очень большой. Положение третьей оси эллипсоида позволяет определить долготу восходящего узла звездной системы pms3, которая составляет  $l_{\Omega} = l_3 + 90^\circ = 297 \pm 1^\circ$ .

В табл. 2 даны параметры эллипсоидов остаточных скоростей трех выборок звезд. При их формировании в формулах (2)–(4) были учтены пекулярное движение Солнца и дифференциальное вращение Галактики. Решение получено двумя способами. В верхней части таблицы даны результаты, полученные только по собственным движениям звезд. А в нижней части таблицы результаты получены по тем же звездам, но используется также уравнение для лучевой скорости (ошибки определения которой не превышают 2 км/с) при ее наличии.

При использовании только собственных движений звезд мы получаем решение с наименьшими ошибками определяемых параметров. Однако в этом случае мы их слегка недооцениваем, так как при вычислении скоростей U, V, W и связанных с ними соотношений (см. формулы (20)-(21)) мы полагали лучевые скорости равными нулю. Поэтому результаты, полученные с привлечением лучевых скоростей звезд, следует считать более надежными. Наибольший интерес представляют результаты, полученные по выборке pms3. В частности, следует обратить внимание на положение первой оси эллипсоида скоростей  $L_1 = 112 \pm 3^\circ$ , которое тесно связано с направлением на кинематический центр. Например, если речь идет об эффекте собственного вращения звездной системы (при отсутствии собственного расширения), то  $L_1$  должна точно указывать на центр расширения. Наоборот, при наличии собственного расширения (и нулевом эффекте вращения) направление  $L_1$  будет отличаться на 45° от направления на кинематический центр системы (Огородников, 1965).

На рис. З дано распределение звезд выборки pms3 в плоскостях xy, xz и yz. Показан эллипсоид положений звезд. Отметим, что вычисленные по всей выборке pms3 средние значения координат  $(\overline{x}, \overline{y}, \overline{z}) = (-65, -79, -35)$  пк дают информацию о центре концентрации звезд выборки. Как видно из рисунка, центр эллипса продвинут по координате y и помещен в область наименьшей концентрации

## БОБЫЛЕВ

Параметры	pms1	pms2	pms3
$N_{\star}$	43706	33978	23 683
$\sqrt{\sigma_0}$ , км/с	8.7	7.7	6.9
$\sigma_1$ , км/с	$10.20\pm0.09$	$9.55\pm0.10$	$8.70\pm0.12$
$\sigma_2$ , км/с	$7.21\pm0.12$	$5.96\pm0.16$	$4.72\pm0.23$
$\sigma_3$ , км/с	$3.86\pm0.04$	$3.36\pm0.05$	$2.93\pm0.05$
$L_1, B_1$	$90\pm2^\circ,2\pm0^\circ$	$98\pm4^\circ,3\pm1^\circ$	$111\pm7^\circ, 3\pm1^\circ$
$L_2, B_2$	$179 \pm 1^{\circ}, -8 \pm 1^{\circ}$	$187 \pm 1^{\circ}, -15 \pm 1^{\circ}$	$200 \pm 2^{\circ}, -31 \pm 2^{\circ}$
$L_3, B_3$	$196 \pm 1^{\circ}, 82 \pm 1^{\circ}$	$199\pm1^\circ,74\pm1^\circ$	$206 \pm 2^{\circ}, 59 \pm 1^{\circ}$
$N_{\star}$	41 081	32 125	22 480
$\sqrt{\sigma_0}$ , км/с	9.7	8.5	7.5
$\sigma_1$ , км/с	$10.58\pm0.08$	$9.76\pm0.08$	$8.87\pm0.10$
$\sigma_2$ , км/с	$8.47\pm0.10$	$7.04\pm0.14$	$5.58\pm0.20$
$\sigma_3$ , км/с	$3.79\pm0.03$	$3.33\pm0.03$	$3.03\pm0.04$
$L_1, B_1$	$77 \pm 1^{\circ}, 4 \pm 0^{\circ}$	$95\pm2^\circ,3\pm1^\circ$	$112\pm3^\circ, 2\pm0^\circ$
$L_2, B_2$	$167 \pm 2^{\circ}, -6 \pm 1^{\circ}$	$184 \pm 2^{\circ}, -12 \pm 1^{\circ}$	$202 \pm 2^{\circ}, -22 \pm 1^{\circ}$
$L_3, B_3$	$197 \pm 2^{\circ}, 83 \pm 1^{\circ}$	$200 \pm 2^{\circ}, 78 \pm 1^{\circ}$	$208 \pm 2^{\circ}, 68 \pm 1^{\circ}$

Таблица 2. Параметры эллипсоидов остаточных скоростей трех выборок звезд с использованием только их собственных движений (верхняя часть таблицы), а также при совместном решении с добавлением лучевых скоростей, ошибки определения которых не превышают 2 км/с (нижняя часть таблицы)

звезд. В этом случае направление на центр эллипса находится в хорошем согласии с направлением  $L_1 = 112^{\circ}$ , найденным из анализа эллипсоида остаточных скоростей в качестве предполагаемого направления на кинематический центр звездной системы (табл. 2). Из рис. Зб хорошо видно, что желательно придать эллипсу чуть больший наклон. Таким образом, значение угла наклона  $B_2 = 22 \pm 1^{\circ}$ , найденное из анализа эллипсоида остаточных скоростей, ближе к характерному для пояса Гулда значению.

Для того чтобы оценить величину эффектов собственного вращения и расширения/сжатия рассматриваемых звездных систем, мы решаем методом МНК систему условных уравнений (28)–(30). Решение ищем по двум выборкам, ums и pms3, как без учета, так и с учетом влияния спиральной волны плотности.

Результаты даны в табл. З. В первой колонке

даны параметры модели, во второй и четвертой колонках скорости не освобождены ни от каких эффектов, а в третьей и пятой колонках скорости звезд освобождены от движения Солнца, от дифференциального движения Галактики и от влияния спиральной волны плотности. С использованием найденных значений параметров A и C вычислено значение угла  $l_{xy}$  (отклонение вертекса) согласно известному соотношению

$$\operatorname{tg}(2l_{xy}) = -C/A,$$

которое является справедливым при отсутствии расширения. Этот угол указывает направление на кинематический центр звездной системы.

Кинематические уравнения (28)—(30) решались двумя способами. В верхней части табл. З даны результаты, полученные по звездам с полной информацией, а именно, для каждой звезды известен параллакс, два компонента собственного движения



Рис. 3. Пространственное распределение звезд выборки pms3, эллипсоид найден из анализа положений этих звезд.

и лучевая скорость. В нижней же части табл. З даны результаты, полученные по звездам с неполной информацией, т.е. при отсутствии лучевой скорости использовались лишь собственные движения звезд.

Так как во второй и четвертой колонках скорости свободны от поправок, то здесь скорости  $U_{\odot}$ ,  $V_{\odot}$  и  $W_{\odot}$  имеют обычный смысл групповой скорости выборки. А в третьей и пятой колонках учтена скорость Солнца относительно местного стандарта покоя (МСП) со значениями из работы Шонриха и др.  $(2010) (U, V, W)_{\odot} = (11.1, 12.2, 7.3)$ км/с, поэтому величины  $U_G, V_G, W_G, V, l$  и b показывают движение всей выборки относительно МСП. Здесь скорость  $V = \sqrt{U_G^2 + V_G^2 + W_G^2}$  и ее направление *l*<sub>G</sub> и *b*<sub>G</sub>. Значения этих величин сильно зависят от принятой пекулярной скорости Солнца относительно МСП. Например, в работе Бобылева (2004) по РЗС моложе 60 млн лет из пояса Гулда было найдено  $(U, V, W)_G = (1.1, -11.8, 1.3)$  км/с,  $l_G=275^\circ$  и  $b=6^\circ$ , где использовались компоненты пекулярной скорости Солнца  $(U, V, W)_{\odot} =$ = (10.0, 5.3, 7.2) км/с из работы Денена, Бинни (1998).

Аналогично, во второй и четвертой колонках значения постоянных Оорта A и B, в меньшей степени C и K, описывают дифференциальное вращение Галактики. А в третьей и пятой колонках эти параметры уже отражают исключительно собственные кинематические свойства звезд выборки.

Анализ результатов табл. З показывает, что учет спиральной волны плотности практически полностью устраняет положительный К-эффект (эффект расширения звездной системы). Кроме того, в остаточных скоростях звезд (третья и пятая колонки) наблюдается положительное собственное вращение системы с угловой скоростью B - A, и только по выборке pms3, в верхней части таблицы такое вращение является отрицательным (то есть совпадает по направлению с галактическим) и имеет величину  $B - A = -3.57 \pm 1.34$  км/с/кпк. Строго говоря (Огородников, 1965), оно должно быть несколько другим, так как здесь имеется большое значение постоянной C, поэтому  $A_{\text{new}} =$  $=\sqrt{A^2+C^2}$ , тогда  $B-A_{new}=5.0\pm1.6$  км/с/кпк. Таким образом, вращение будет положительным при направлении на центр -43°, если в уравнениях (28)-(30) вместо l подставить  $l - (-43^{\circ})$ . Направление  $l_{xy} = -43 \pm 3^{\circ}$  здесь можно интерпретировать так то, что направление на центр звездной системы находится на линии с долготами 317- $-137^{\circ}$ . Причем направление  $l = 137^{\circ}$  указывает на второй галактический квадрант, где, скорее всего, находится на центр пояса Гулда. В нижней же части таблицы собственное вращение выборки pms3 является положительным с величиной B - A = $= 3.37 \pm 0.14$  км/с/кпк при практически нулевом значении постоянной С.

Представляют интерес результаты из табл. 3, полученные по молодым массивным звездам выборки ums. В их неисправленных скоростях имеется положительный K-эффект, который устраняется после учета спиральной волны плотности. У звезд этой выборки заметно бо́льшие значения ошибки единицы веса  $\sigma_0$ . Так как в каталоге Зари и др. (2018) отбор звезд осуществлялся при достаточно сильном ограничении на модуль тангенциальной скорости  $V_t < 40$  км/с, то параметры галактического вращения (A и B во втором столбце таблицы) могут быть недооцененными.

Как видим из рис. 1, звезды с лучевыми скоростями в обоих рассматриваемых выборках занимают слегка отличные области на диаграмме Г–Р по сравнению со всей выборкой. Таким образом, они имеют слегка отличный эволюционный статус.

Параметры	um	15	pms3		
	до учета	после учета	до учета	после учет	
$N_{\star}$	13092	13092	1877	1877	
$\sigma_0$ , км/с	12.7	12.4	10.1	9.9	
$U_{\odot}/U_G$ , км/с	$6.43\pm0.11$	$6.52\pm0.11$	$5.25\pm0.24$	$7.56 \pm 0.2$	
$V_{\odot}/V_G$ , км/с	$8.23\pm0.11$	$3.95\pm0.11$	$11.82\pm0.24$	$-0.18 \pm 0.2$	
$W_{\odot}/W_G$ , км/с	$7.22\pm0.11$	$-0.21\pm0.11$	$5.36\pm0.23$	$1.14 \pm 0.2$	
<i>V</i> , км/с	$12.70\pm0.11$	$7.63\pm0.11$	$14.00\pm0.24$	$7.65 \pm 0.2$	
<i>l</i> , град.	$52 \pm 1$	$31 \pm 1$	$66 \pm 1$	$9\pm 2$	
<i>b</i> , град.	$35 \pm 1$	$-2\pm1$	$23 \pm 1$	$9\pm3$	
А, км/с/кпк	$12.01\pm0.35$	$-3.50\pm0.35$	$14.38\pm0.96$	$-0.64 \pm 0.9$	
<i>В</i> , км/с/кпк	$-7.89\pm0.35$	$3.39\pm0.33$	$-16.48\pm0.92$	$-4.21 \pm 0.9$	
C, км/с/кпк	$-2.78\pm0.35$	$-7.18\pm0.35$	$-4.02\pm0.95$	$-9.17 \pm 0.9$	
K, км/с/кпк	$6.42\pm0.37$	$0.77\pm0.36$	$5.76 \pm 1.00$	$0.12 \pm 0.9$	
<i>l<sub>xy</sub></i> , град.	$5\pm1$	$-32\pm1$	$8\pm 2$	$-43 \pm 3$	
$N_{\star}$	71 594	71 594	23668	23668	
$\sigma_0$ , км/с	10.1	9.7	4.3	3.9	
$U_{\odot}/U_G$ , км/с	$7.56\pm0.05$	$5.35\pm0.05$	$10.30\pm0.05$	$2.55 \pm 0.0$	
$V_{\odot}/V_G$ , км/с	$8.36\pm0.05$	$3.66\pm0.05$	$12.61\pm0.04$	$-0.62 \pm 0.0$	
$W_{\odot}/W_G$ , км/с	$7.03\pm0.04$	$-0.09\pm0.04$	$6.02\pm0.03$	$0.79 \pm 0.1$	
<i>V</i> , км/с	$13.28\pm0.05$	$6.49\pm0.05$	$17.35\pm0.04$	$2.75 \pm 0.$	
<i>l</i> , град.	$47.9\pm0.2$	$34.4\pm0.4$	$5.8 \pm 0.2$	$346\pm2$	
<i>b</i> , град.	$32.0\pm0.2$	$-0.8\pm0.3$	$20.3\pm0.1$	$17 \pm 1$	

 $-4.84\pm0.14$ 

 $0.32\pm0.11$ 

 $-8.68\pm0.14$ 

 $-2.48\pm0.25$ 

 $-30\pm1$ 

 $10.45\pm0.15$ 

 $-11.26\pm0.11$ 

 $-3.70\pm0.15$ 

 $2.98\pm0.26$ 

 $10\pm1$ 

д только по

 $7.01\pm0.12$ 

 $4.61\pm0.15$ 

 $7.03\pm0.32$ 

 $-17\pm1$ 

 $-16.72\pm0.10$ 

 $-7.20\pm0.11$ 

 $-3.83\pm0.09$ 

 $0.22\pm0.14$ 

 $1.31\pm0.29$ 

 $1\pm 1$ 

А, км/с/кпк

B, км/с/кпк

C, км/с/кпк

K, км/с/кпк

 $l_{xy}$ , град.



**Рис. 4.** Галактоцентрические радиальные скорости, *V<sub>R</sub>*, звезд выборки pms3 в зависимости от расстояния *R*, исправленные за движение Солнца (а), а также с учетом вращения Галактики и спиральной волны плотности (б).

Скорее всего, в выборке ums среди звезд с измеренными лучевыми скоростями (темные точки на рис. 1а) имеется значительная доля звезд спектрального класса *A*. А в выборке pms3 без лучевых скоростей (светлые точки на рис. 1б) большая доля слабых звезд, где ошибки параллаксов и собственных движений значительно возрастают по сравнению с более яркими звездами из каталога Gaia DR2. С этой точки зрения не должны вызывать удивление различия в кинематических параметрах между верхней и нижней частями таблицы.

В итоге самые надежные значения полученных кинематических параметров, по-нашему мнению, содержатся в четвертой и пятой колонках верхней части табл. З. Эти параметры получены по выборке pms3. Интересно также отметить, что групповая скорость этой выборки показывает тесную связь с поясом Гулда. Действительно, как можно видеть из последней колонки таблицы, скорость V имеет направление l от 179° до 166° и b от -9° до -17°, т.е. лежит практически в плоскости пояса Гулда.

На рис. 4 даны галактоцентрические радиальные скорости,  $V_R$ , звезд выборки рms3. В первом случае (рис. 4а) они исправлены только за движение Солнца (а). В ближайшей окрестности Солнца радиусом около 200 пк хорошо просматривается наклонное расположение точек. На этом графике дана волна

$$-7\cos\left[-\frac{2\pi R_0}{2.2}\ln\left(\frac{R}{R_0}\right) - 120^\circ\right],$$

записанная согласно соотношениям (6) и (7), с аплитудой возмущения  $f_R = 7$  км/с, длиной волны  $\lambda = 2.2$  кпк и фазой Солнца в волне  $\chi_{\odot} = -120^{\circ}$ . Здесь знак минус перед формулой означает, что в центре спирального рукава (например, при  $R \approx 7.2$  кпк) возмущение направлено к центру Галактики.

Во втором случае (рис. 4б) даны скорости, в которых учтены движение Солнца, дифференциальное вращение Галактики и влияние спиральной волны плотности. Как можно видеть из рисунка, учет всех указанных эффектов делает распределение точек горизонтальным. Интересно отметить, что самое плотное сгущение точек на рис. 4 при  $R \approx 7.9$  кпк, сформированное звездами OBассоциации Скорпиона—Центавра также принимает более горизонтальное положение после учета влияния спиральной волны плотности. Хотя локальный наклон все же остается, что говорит о наличии собственного расширения этой ассоциации.

#### ОБСУЖДЕНИЕ

По OB-звездам каталога HIPPARCOS (1997) моложе 60 млн лет Торра и др. (2000) определили значение угла наклона  $16-22^{\circ}$  и долготу восходящего узла большого круга  $275-295^{\circ}$ . Бобылевым (2016) показано, что систему близких высокоширотных молекулярных облаков можно аппроксимировать эллипсоидом с размерами  $350 \times 235 \times 140$  пк, который расположен под углом  $17 \pm 2^{\circ}$  к галактической плоскости с долготой восходящего узла  $337 \pm 1^{\circ}$ . Так как рассматривались высокоширотные молекулярные облака, очень удаленные от плоскости симметрии пояса Гулда, то третья ось этого эллипсоида получилась необычно большой.

В работе Дзиба и др. (2018) проанализированы двенадцать областей звездообразования, содержащие молодые звезды и тесно связанные с поясом Гулда. Были использованы кинематические данные из каталога Gaia DR2. Показано, что эту систему можно аппроксимировать эллипсоидом с размерами  $358 \times 316 \times 70$  пк и центром во втором галактическом квадранте  $(x, y, z)_0 =$  $= (-82, 39, -25) \pm (15, 7, 4)$  пк. Эллипсоид расположен под углом  $21 \pm 1^\circ$  к галактической плоскости с долготой восходящего узла  $319 \pm 2^\circ$ . По этим данным получена также новая оценка скорости расширения пояса Гулда  $2.5 \pm 0.1$  км/с.

Из анализа большой выборки гигантов сгущения из каталога Gaia DR2 Гончаров (2019) определил угол наклона слоя пыли, связанной с поясом Гулда, который составил  $18 \pm 2^{\circ}$ . Кроме того, им получена оценка шкалы высот этого пылевого слоя, составляющая  $170 \pm 40$  пк. Таким образом, найденные в настоящей работе геометрические характеристики звезд pms3 (наклон  $14-22^{\circ}$  и долгота восходящего узла большого круга  $297-298^{\circ}$ ) находятся в хорошем согласии с характеристиками пояса Гулда, определенными различными авторами по другим данным. Это говорит о том, что подавляющее большинство молодых звезд типа T Тельца выборки pms3 принадлежат структуре пояса Гулда.

Интересно оценить величину учтенного нами К-эффекта в угловых единицах. По определению  $2K = V_R/R + \partial V_R/\partial R$  при независимости вращательной скорости  $V_{\theta}$  от угла  $V_{\theta}$ ,  $\partial V_{\theta}/\partial \theta = 0$  (Огородников, 1965). Тогда при постоянстве угловой скорости (те при  $\partial V_R/\partial R = 0$ ),  $\partial V_R/\partial R = 0$  и  $2K = V_R/R$ .

Из рассмотрения волны, аналогичной рис. 4, находим  $2K = 2f_R/(\lambda/2)$ , следовательно, K == 4.5 км/с/кпк. При этом необходимо учитывать, что введение поправки сильно зависит от значения фазы Солнца  $\chi_{\odot}$ . Таким образом, даже с учетом влияния галактической спиральной волны плотности пояс Гулда может иметь небольшое остаточное расширение. Например, из анализа OB-звезд каталога HIPPARCOS моложе 30 млн лет в работе Линдблада и др. (1997) получена оценка K == 12 км/с/кпк. Торра и др. (2000) по OB-звездам моложе 60 млн лет нашли  $K = 7.1 \pm 1.4$  км/с/кпк. В работе Бобылева (2004) по выборке молодых звезд найден коэффициент  $K = 8 \pm 2$  км/с/кпк.

Велика вероятность того, что имеется собственное расширение ассоциации в Скорпионе– Центавре и после учета влияния спиральной волны плотности. Так, Блаау (1964) нашел для нее коэффициент расширения K = 50 км/с/кпк. В работе Бобылева, Байковой (2007) по выборке молодых звезд с данными из каталога HIPPARCOS значение этого коэффициента уточнено  $K=46\pm$ ±8 км/с/кпк. Как видно из рис. 4, звезды этой ассоциации оказывают сильное влияние на оценку значения К для пояса Гулда. Бобылевым, Байковой (2013) при анализе молодых массивных кратных систем был отмечен значительный градиент радиальной скорости  $V_R/R \sim 40$  км/с/кпк области ассоциации Скорпиона-Центавра. в Ими было высказано предположение о том, что прежде чем определять параметры собственного расширения ассоциации Скорпиона-Центавра, необходимо исключить влияние спиральной волны плотности. Действительно, как хорошо видно из рис. 4. спиральная волна и скорости ассоциации звезд очень Скорпиона-Центавра располагаются почти параллельно друг другу, поэтому трудно отделить один эффект от другого.

Дисперсии остаточных скоростей звезд выборки pms3 малы, например,  $\sigma_0 = 7.5$  км/с (табл. 2) и главные полуоси эллипсоида остаточных скоростей  $\sigma_{1,2,3} = (8.87, 5.58, 3.03) \pm (0.10, 0.20, 0.04)$  км/с сопоставимы с дисперсией скоростей газовых облаков, принадлежащих поясу Гулда, 1-5 км/с (Галли и др., 2019).

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучены пространственные и кинематические свойства большой выборки молодых звезд, еще не достигших стадии главной последовательности. Для этого был использован каталог Зари и др. (2018), содержащий более 40 000 звезд типа Т Тельца с собственными движениями и параллаксами из каталога Gaia DR2. Рассмотрены также кинематические свойства большой (более 80 000) выборки молодых звезд (это звезды спектральных классов О, В и А) из этого каталога, которые занимают верхнюю часть на диаграмме Г-Р. Для части этих звезд известны значения лучевых скоростей.

Подтверждено предположение Зари и др. (2018) о том, что звезды, принадлежащие выборке pms3, имеют очень тесную пространственную и кинематическую связь с поясом Гулда. По координатам звезд этой выборки оценены следующие характеристики эллипсоида положений: он имеет размеры  $350 \times 270 \times 87$  пк, расположен под углом  $14 \pm 1^\circ$  к галактической плоскости с долготой восходящего узла  $297 \pm 1^\circ$ .

Анализ движений звезд выборки pms3 показал, что эллипсоид остаточных скоростей с главными полуосями  $\sigma_{1,2,3} = (8.87, 5.58, 3.03) \pm \pm (0.10, 0.20, 0.04)$  км/с расположен под углом  $22 \pm 1^{\circ}$  к галактической плоскости с долготой восходящего узла  $298 \pm 2^{\circ}$ .

Показано, что значительную часть, около 5– 7 км/с/кпк, характерного для звезд пояса Гулда эффекта расширения (К-эффект), можно объяснить влиянием галактической спиральной волны плотности. При учете влияния спиральной волны мы учли только радиальную компоненту скорости возмущения  $f_R = 5 \text{ км/c}$ , полагая, что именно эта скорость вносит основной вклад при учете К-эффекта. После учета пекулярного движения Солнца относительно МСП, дифференциального вращения Галактики и волны плотности в остаточных скоростях звезд, эффект собственного расширения становится очень малым или даже сменяется сжатием. В то же время проявляется эффект собственного вращения с величиной 3-6 км/с/кпк. Причем знак этого вращения, скорее всего, является положительным. Этот эффект необходимо изучать в дальнейшем более детально.

Автор благодарен рецензенту за полезные замечания, которые способствовали улучшению статьи. Работа выполнена при частичной поддержке Программы Президиума РАН КП19—270 "Вопросы происхождения и эволюции Вселенной с применением методов наземных наблюдений и космических исследований".

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Блаау (A. Blaauw), Ann. Rev. Astron. Astrophys. 2, 213 (1964).
- Бобылев В.В., Письма в Астрон. журн. 30, 861 (2004) [V.V. Bobylev, Astron. Lett. 30, 784 (2004)].
- Бобылев В.В., Письма в Астрон. журн. 32, 906 (2006) [V.V. Bobylev, Astron. Lett. 32, 816 (2006)].
- Бобылев В.В., Астрофизика 57, 625 (2014) [V.V. Bobylev, Astrophysics 57, 583 (2014)].
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. 33, 643 (2007) [V.V. Bobylev, et al., Astron. Lett. 33, 571 (2007)].
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **39**, 601 (2013) [V.V. Bobylev, et al., Astron. Lett. **39**, 532 (2013)].
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. 40, 840 (2014) [V.V. Bobylev, et al., Astron. Lett. 40, 783 (2014)].
- Бобылев В.В., Письма в Астрон. журн. 42, 600 (2016) [V.V. Bobylev, Astron. Lett. 42, 544 (2016)].
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. 43, 500 (2017) [V.V. Bobylev, et al., Astron. Lett. 43, 452 (2017)].
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. 45, 249 (2019а) [V.V. Bobylev, et al., Astron. Lett. 45, 208 (2019а)].
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Астрон. журн. 96, 939 (20196) [V.V. Bobylev, et al., Astron. Rep. 63, 932 (2019b)].
- 12. Браун и др. (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, de Bruijne, C. Babusiaux, C.A.L. Bailer-Jones, M. Biermann, D.W. Evans, et al.), Astron. Astrophys. **616**, 1 (2018).

- О.О. Василькова, Письма в Астрон. журн. 40, 63, 2014 [О.О. Vasilkova, Astron. Lett. 40, 59, 2014].
- Галли и др. (P.A.B. Galli, L. Loinard, H. Bouy, L.M. Sarro, G.N. Ortiz-León, S.A. Dzib, J. Olivares, M. Heyer, et al.), Astron. Astrophys. 630, 137 (2019).
- Гончаров Г.А., Письма в Астрон. журн. 45, 650 (2019) [G.A. Gontcharov, Astron. Lett. 45, 605 (2019)].
- Дамбис А.К., Бердников Л.Н., Ефремов Ю.Н., Князев А.Ю., Расторгуев А.С., Глушкова Е.В., Кравцов В.В., Тернер Д.Г. и др., Письма в Астрон. журн. 41, 533 (2015) [А.К. Dambis, et al., Astron. Lett. 41, 489 (2015)].
- 17. Дейм и др. (Т.М. Dame, D. Hartmann, and P. Thaddeus), Astrophys. J. **547**, 792 (2001).
- Денен, Бинни (W. Dehnen and J.J. Binney), MNRAS 298, 387 (1998).
- 19. Дзиб и др. (S.A. Dzib, L. Loinard, G.N. Ortiz-León, L.F. Rodriguez, and P.A.B. Galli), Astrophys. J. **867**, 151 (2018).
- 20. Ефремов Ю.Н., *Очаги звездообразования в га*лактиках (М.: Наука, 1989).
- 21. Зари и др. (E. Zari, H. Hashemi, A.G.A. Brown, K. Jardine, and P.T. de Zeeuw), Astron. Astrophys. **620**, 172 (2018).
- 22. Зев и др. (P.T. de Zeeuw, R. Hoogerwerf, J.H.J. de Bruijne, A.G.A. Brown, and A. Blaauw), Astron. J. **117**, 354 (1999).
- 23. Лин, Шу (С.С. Lin and F.H. Shu), Astrophys. J. **140**, 646 (1964).
- 24. Линдблад (P.O. Lindblad), Bull. Astron. Inst. Netherland **19**, 34 (1967).
- 25. Линдблад и др. (P.O. Lindblad, J. Palouš, K. Loden, and L. Lindegren), *HIPPARCOS Venice'97*, ed. B. Battrick, (ESA Publ. Div., Noordwijk, p. 507, 1997).
- 26. Линдблад (P.O. Lindblad), Astron. Astrophys. **363**, 154 (2000).
- 27. Линдегрен и др. (Gaia Collaboration, L. Lindegren, J. Hernandez, A. Bombrun, S. Klioner, U. Bastian, M. Ramos-Lerate, A. de Torres, H. Steidelmuller, et al.), Astron. Astrophys. **616**, 2 (2018).
- Локтин А.В., Попова М.Э., Астрофиз. Бюллетень 74, 271 (2019) [A.V. Loktin et al., Astrophys. Bull. 74, 270 (2019)].
- 29. Мишуров, Зенина (Yu.N. Mishurov and I.A. Zenina), Astron. Astrophys. **341**, 81 (1999).
- Огородников К.Ф., Динамика звездных систем (М.: Физматгиз, 1965).
- 31. Олано (С.А. Olano), Astron. Astrophys. **121**, 295 (2001).
- 32. Перро, Гренье (С.А. Perrot and I.A. Grenier), Astron. Astrophys. **404**, 519 (2003).
- Пискунов и др. (A.E. Piskunov, N.V. Kharchenko, S. Röser, E. Schilbach, and R.-D. Scholz), Astron. Astrophys. 445, 545 (2006).
- 34. Поппель (W. G.L. Pöppel), *Fundamental of Cosmic Physics* **18**, 1–271 (1997).
- 35. Поппель (W.G.L. Pöppel), *From Darkness to Light*. ASP Conf. Ser. **243**, 667 (Ed T. Montmerle and Ph. Andre, 2001).

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 46 № 2 2020

- Расторгуев А.С., Заболотских М.В., Дамбис А.К., Уткин Н.Д., Бобылев В.В., Байкова А.Т., Астрофиз. Бюллетень 72, 134 (2017) [A.S. Rastorguev, et al., Astrophys. Bull. 72, 122 (2017)].
- 37. Сартори и др. (M.J. Sartori, J. R.D. Lepine, and W.S. Dias), Astron. Astrophys. **404**, 913 (2003).
- 38. Торра и др. (J. Torra, D. Fernández, and F. Figueras), Astron. Astrophys. **359**, 82 (2000).
- 39. Торрес и др. (C.A.O. Torres, R. Quast, C.H.F. Melo, and M.F. Sterzik), *Handbook of Star Forming Regions Vol. II* (The Southern Sky ASP Monograph Publications, Vol. 5, Bo Reipurth, ed., 2008).
- 40. Трамплер, Уивер (R.J. Trumpler and H.F. Weaver), *Statistical Astronomy* (Univ. of Calif. Press, Berkely, 1953).
- 41. Фернандес и др. (D. Fernández, F. Figueras, and J. Torra), Astron. Astrophys. **372**, 833 (2001).
- 42. Шонрих и др. (R. Schönrich, J. Binney, and W. Dehnen), MNRAS **403**, 1829 (2010).
- 43. The HIPPARCOS and Tycho Catalogues, ESA SP-1200 (1997).

## ОБ ЭВОЛЮЦИИ ПОЛОС НА ДИНАМИЧЕСКИХ СПЕКТРАХ СОЛНЕЧНЫХ РАДИОВСПЛЕСКОВ II ТИПА

© 2020 г. Ю. Т. Цап<sup>1,2\*</sup>, Е. А. Исаева<sup>3</sup>, Ю. Г. Копылова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия <sup>2</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия <sup>3</sup>Радиоастрономический институт НАН Украины

Поступила в редакцию 28.08.2019 г. После доработки 13.11.2019 г.; принята к публикации 05.12.2019 г.

Исходя из анализа динамических спектров излучения солнечных вспышек в метровом диапазоне длин волн, полученных с помощью наземной сети радиотелескопов Radio Solar Telescope Network, рассмотрена эволюция параметров гармоник солнечных радиовсплесков II типа. Установлено, что относительное расстояние между полосами ведет себя немонотонным образом и его значение может меняться в широких пределах от 0.1 до 3. Это можно объяснить генерацией электромагнитных волн на первой и второй гармонике плазменной частоты по разные стороны фронта ударной волны. Обсуждаются следствия полученных результатов.

Ключевые слова: Солнце, радиоизлучение, радиовсплески II типа, гармоники.

DOI: 10.31857/S0320010820010064

## ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени не вызывает сомнений, что солнечные ралиовсплески II типа. наблюлаемые как в короне, так и в межпланетном пространстве с характерной длительностью соответственно минуты и дни, генерируются в области фронта ударных волн (Железняков, 1970; Уилд, Смерд, 1972; Фомичев, Черток, 1977; Зайцев, 1977; Крюгер, 1979; Нельсон, Мелроуз, 1985; Ленгель-Фрей, Стоун, 1989; Кэрнс и др., 2000; Вржнак и др., 2001; Васант и др., 2014). На динамических спектрах можно наблюдать две гармонические полосы (количество полос может быть и большим, Робертс, 1959; Злотник и др., 1998) высокочастотную и низкочастотную, которые ведут себя подобным образом как по интенсивности, так и скорости дрейфа. В метровом диапазоне длин волн около половины радиовсплесков II типа обнаруживают гармоники (Робертс, 1959; Крюгер, 1979), усредненное отношение частот которых лежит между 1.8 и 2 (Робертс, 1959; Железняков, 1970; Крюгер, 1979; Кэрнс и др., 2000). Гармонические полосы наблюдаются и в межпланетном пространстве (Ленгель-Фрей, Стоун, 1989; Вржнак и др., 2001, 2004). Как показали Ленгель-Фрей и Стоун (1989), исходя из 600 спектров 33 радиовсплесков II типа, полученных в диапазоне 0.03–2 МГц с помощью International Sun-Earth Explorer 3, в 30% случаев наблюдаются две полосы с характерным значением отношения частот 1.9  $\pm$  0.3. Между тем усредненные характеристики далеко не всегда адекватно отражают природу рассматриваемого явления и соответственно могут приводить к некорректным выводам, в связи с чем чрезвычайно плодотворным может оказаться изучение эволюции полос излучения радиовсплесков II типа.

Раздвоение полос обычно характеризуют относительным расстоянием между полосами b =  $=(f_2-f_1)/f_1$ , где  $f_1$  и  $f_2$  — частоты, соответствующие низкочастотной (1) и высокочастотной (2) компонентам (см. также Манн и др., 1995, 1996). Как правило, наблюдаемые гармонические полосы ассоциируют с плазменным механизмом радиоизлучения в области фронта ударной волны (Железняков, 1970; Крюгер, 1979; Нельсон, Мелроуз, 1985; Вржнак и др., 2001). Считается, что неравновесные электроны возбуждают легмюровские волны L вблизи фронта на частоте, близкой к плазменной  $f_p$ , которые затем трансформируются в электромагнитные волны Т. В результате их рассеяния  $(L \rightarrow T(f_p) + S)$  возбуждается первая гармоника, а вследствие слияния  $(L + L' \to T(2f_p))$  вторая, где обозначение S соответствует ионнозвуковой моде (Нельсон, Мелроуз, 1985).

<sup>\*</sup>Электронный адрес: yur\_crao@mail.ru

Если же величина b, по крайней мере, в разы меньше 1, что может иметь место одновременно на двух гармониках (Смерд и др., 1975), то говорят о расщеплении гармонических полос. Наблюдаемую тонкую спектральную структуру связывают с генерацией электромагнитных волн на одной гармонике по обе стороны фронта ударной волны (плотность плазмы *n* позади фронта больше, чем впереди, а плазменная частота  $f_p \propto \sqrt{n}$ ). Именно этот механизм, несмотря на большое число альтернативных подходов (Зайцев, 1977; Крюгер, 1979; Фомичев, Черток, 1977), обычно и привлекают для диагностики плазмы и магнитных полей в короне Солнца и межпланетном пространстве (Смерд и др., 1974, 1975; Вржнак и др., 2001, 2002; Зимовец и др., 2012; Васант и др., 2014). Между тем вопрос о том, где происходит генерация радиоизлучения (позади, впереди, по обе стороны или в переходной области фронта), все еще остается открытым (Маклеан, 1967; Черток, Фомичев, 1975; Ламп, Пападополос, 1977; Зайцев, 1977; Холман, Писсис, 1983; Кэрнс, 1986; Ленгель-Фрей и др., 1997). Хотя последние как экспериментальные, так и теоретические оценки свидетельствуют, скорее, в пользу более эффективной генерации ленгмюровских волн перед фронтом ударной волны (Кэрнс и др., 2000; Ду и др., 2014), тем не менее их нельзя считать убедительными. На наш взгляд, решить данную проблему может помочь детальное изучение эволюции динамических радиоспектров.

Цель настоящей работы — на примере многих протонных событий исследовать в метровом диапазоне длин волн изменение относительного расстояния между гармониками *b* со временем. Затем, исходя из полученных результатов и существующих представлений, попытаться объяснить наблюдаемые особенности солнечных радиовсплесков II типа. В заключение сформулировать основные выводы.

## НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

В работе мы использовали данные наблюдений, полученные с помощью наземной сети RSTN (Radio Solar Telescope Network) — мировой сети службы Солнца, созданной Исследовательской лабораторией BBC США (Air Force Research Laboratory) с целью мониторинга солнечных вспышек, шумовых бурь и других проявлений солнечной активности. RSTN включает в себя систему антенн Radio Interference Measuring Set и радиоспектрограф SRS (Solar Radio Spectrograph), размещенных в разных частях Земли. В сеть RSTN входят четыре наземные станции: Palehua (Гаваи), San Vito dei Normanni (Италия), Sagamore Hill (Maccaчусеттс, США), RAAF (Royal Australian Air Force) и Learmonth (Западная Австралия), что позволяет проводить непрерывный мониторинг радиоизлучения Солнца. Анализировались оригинальные записи динамических спектров в диапазоне 25–180 МГц солнечного радиоспектрографа (SRS, http://www.ngdc.noaa.gov/stp/spaceweather/solar-data/solar-features/solar-radio/rstnspectral/).

Исследуемая нами выборка содержала 112 радиовсплесков II типа, связанных с протонными событиями, за период с 24.11.2000 по 20.12.2014 г. Динамические спектры SRS, получаемые с секундным разрешением по времени, имели два частотных канала. Им соответствовали полосы 25–75 МГц и 75–180 МГц.

Обработка метровых радиовсплесков II типа происходила в несколько этапов. Предварительно были построены динамические спектры по оригинальным данным SRS в диапазоне 25–180 МГц в линейном масштабе с максимально возможным разрешением. Затем осуществлялось выделение гармоник всплеска, т.е. вдоль каждой гармоники с учетом их яркости на динамическом спектре визуально проводились линии. Значения пикселей автоматически пересчитывались в частоты и время. Таким образом, происходила оцифровка гармоник радиовсплесков II типа. Аппроксимация гармоник (рис. 1) осуществлялась с помощью метода наименьших квадратов на основе следующей регрессионной модели (Исаева, Цап, 2017):

$$\lg f_{i,j} = a_j \sqrt{t_i} + d_j, \tag{1}$$

где  $f_{i,j}$  — частота максимума интенсивности всплеска II типа выделенной полосы в момент времени  $t_i$ , i = 0, 1..., — номер отсчета, j = 1, 2 — номер полосы,  $a_j$  и  $d_j$  — коэффициенты регрессии. Нулевой момент времени (i = 0) принимался равным началу радиовсплеска в высокочастотной области на 180 МГц. Сразу отметим, что эта модель позволила описать 95% выбранных событий, для которых коэффициент корреляции между наблюдаемыми и расчетными значениями частоты оказался  $\geq 0.98$ .

Затем, после определения параметров модели на основе метода наименьших квадратов, для всех радиовсплесков II типа мы рассчитали точность оценки значения частоты с помощью формулы (1), т.е. нашли среднеквадратичные отклонения  $\sigma_j$  между наблюдаемыми и расчетными значениями частоты, которые, как оказалось, не превысили 1 МГц. Убедившись в том, что функционал (1) дает достаточно хорошее приближение, далее нами проводилось исследование зависимости относительного расстояния

$$b_i = \frac{f_{i,2} - f_{i,1}}{f_{i,1}} \tag{2}$$


**Рис. 1.** Верхняя панель: примеры динамических спектров радиовсплесков II типа протонных событий 31.05.2003 и 25.08.2014 гг., полученные соответственно с помощью радиоспектрографов SRS в Learmonth (Западная Австралия) и San Vito dei Normanni (Италия). Нижняя панель: аппроксимация гармоник (пунктирная линия).

от времени  $t_i$  между гармониками радиовсплесков II типа в диапазоне 25-180 МГц для расчетных значений частоты с шагом в 1 с.

На рис. 2 показаны примеры изменения относительного расстояния  $b_i$  с течением времени  $t_i$  в диапазоне частот 25—180 МГц. Толщина линий соответствует среднеквадратичным ошибкам, связанным с аппроксимацией гармоник. Таким образом, было установлено, что практически для всех событий значения  $b_i$  ведут себя со временем подобным образом — сначала убывают, а затем увеличиваются. Более детальные исследования показали, что каждый радиовсплеск II типа можно характеризовать минимальным относительным расстоянием  $b_i$ , которому соответствует определенная частота на основной (первой) гармонике.

Результаты статистических исследований представлены на рис. 3. Как и следовало ожидать, максимум гистограмм соответствует относительным расстояниям между полосами порядка единицы (по отсчетам среднее значение равно  $0.95 \pm 0.05$ ), что свидетельствует в пользу гармонической природы рассматриваемого явления. Вместе с тем обращает на себя внимание то, что  $b_i$  может меняться в широких пределах от 0.1 до 3, хотя для отдельных событий (рис. 3 справа) этот эффект из-за усреднения  $b_i$  по отсчетам менее выражен (см. также Цап, Исаева, 2013).

## ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ

На наш взгляд, немонотонный характер поведения относительного расстояния между гармониками  $b_i$  можно объяснить тем, что их генерация происходит как впереди, так и позади фронта ударной волны, где соотношение между электронными концентрациями непрерывно меняется. Поскольку в случае реализации плазменного механизма излучения частота электромагнитных волн  $f \propto \sqrt{n}$ , то скачок плотности в области фронта (Васант и др., 2014)

$$X = \frac{n_2}{n_1} = (1+b). \tag{3}$$

Следовательно, если генерация гармоник происходит по разные стороны фронта ударной волны, распространяющейся со скоростью V, а X зависит, в частности, от альвеновского числа Маха  $M_A = V/V_A$  (Смерд и др., 1974; Вржнак и др., 2002), где  $V_A$  — альвеновская скорость, то уменьшение или увеличение значения  $M_A$  с высотой должно сопровождаться соответствующими изменениями b.

Для того чтобы оценить максимальные значения *b*<sub>max</sub>, будем считать, что генерация радиоизлучения



**Рис. 2.** Характерные примеры зависимости относительного расстояния между гармониками радиовсплесков II типа  $b_i$  от времени  $t_i$  для событий 31.05.2003 и 25.08.2014 гг. с учетом ошибок аппроксимации (среднеквадратичных отклонений) гармоник радиовсплесков II типа.



**Рис. 3.** Гистограммы зависимостей числа отсчетов от относительного расстояния между гармониками  $b_i$  в момент времени  $t_i$  (слева) и числа событий от усредненных за время наблюдений значений  $\overline{b_i}$  (справа).

происходит на второй гармонике позади фронта ударной волны, а на первой — впереди последнего. Тогда, принимая во внимание более высокую плотность плазмы позади фронта ударной волны  $(n_2 > n_1)$ , согласно (2) имеем

$$b = \frac{2f(n_2) - f(n_1)}{f_1(n_1)} = 2\sqrt{X} - 1.$$
(4)

Поскольку максимальный скачок плотности, по крайней мере, для перпендикулярной и параллельной ударных волн X = 4 (Прист, 1985; Вржнак и др., 2002), то из (3) получим  $b_{\text{max}} = 3$ .

Для оценки минимальных *b*<sub>min</sub> будем исходить из предположения, что генерация электромагнитного излучения на второй гармонике происходит впереди фронта, а на первой — позади него. В этом случае относительное расстояние

$$b = \left| \frac{f(n_2) - 2f(n_1)}{2f_1(n_1)} \right| = \left| \frac{1}{2}\sqrt{X} - 1 \right|.$$
 (5)

Знак модуля в формуле (4) отражает тот факт, что на динамических радиоспектрах высокочастотная компонента может генерироваться как впереди, так и позади фронта ударной волны. Вновь полагая X = 4, из (5) получим  $b_{\min} = 0$ .

Таким образом, в случае генерации гармоник позади и впереди фронта ударной волны должны выполняться неравенства: 0 < b < 3, что хорошо согласуется с результатами наших статистических исследований. Причем *b* может быть и гораздо меньше 1. Вследствие этого широко распространенный метод диагностики плазмы и магнитного поля короны, основанный на определении расщепления полосы *b* на динамических спектрах, которое, как считается, зависит только от *X* (Смерд и др., 1974, 1975; Вржнак и др., 2001, 2002; Зимовец и др., 2012; Васант и др., 2014), может приводить к некорректным выводам.

Интересно также отметить, что если генерация радиоизлучения происходит как впереди, так и по-

зади фронта ударной волны, но на одной гармонике, то

$$b = \frac{f(n_2) - f(n_1)}{f(n_1)} = \sqrt{X} - 1.$$
 (6)

При 1 < X < 4 находим диапазон возможных относительных расстояний между компонентами тонкой структуры радиовсплесков II типа *b*, который будет заключен в промежутке от 0 до 1. Следовательно, для сильных  $(X \to 4)$  ударных волн отношение  $f_2/f_1 \to 2$ , даже когда излучение генерируется на одной гармонике плазменной частоты  $f_p$ .

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

В представленной работе нами было показано, что гармоники метровых радиовсплесков II типа ведут себя немонотонным образом на динамических спектрах. Сначала расстояние между ними уменьшается, а затем — увеличивается. Данную особенность, а также диапазон значений относительного расстояния между гармоническими полосами b<sub>i</sub> мы связали с генерацией гармоник впереди и позади фронта ударной волны и изменением скачка плотности с высотой, который зависит от числа Маха. Определенный вклад в наблюдаемое явление способна вносить и неоднородность источника, что приводит к более сильному поглощению электромагнитных волн в низкочастотной или высокочастотной полосе излучения на первой гармонике (Мелроуз, 1987). В пользу сделанного нами предположения свидетельствуют, в частности, изображения, полученные на Low Frequency Аггау в метровом диапазоне длин волн, согласно которым области излучения, ответственные за наблюдаемое расщепление полос радиовсплесков II типа, пространственно совпадают (Хрисафи и др., 2018). Вместе с тем из-за ряда модельных предположений этот вывод нельзя считать до конца убедительным (см. также Зимовец и др., 2012).

В работе мы детально не рассматривали механизмы ускорения и формирования неравновесных распределений ускоренных электронов на фронтах ударных волн. Осталась также без должного внимания проблема формирования тонкой структуры радиовсплесков II типа (Фомичев, Черток, 1977; Зайцев, 1977). Эти вопросы мы надеемся рассмотреть в нашей следующей работе.

Авторы выражают свою искреннюю признательность рецензентам за внимательное прочтение работы и полезные замечания. Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-02-00856-а, Ю.Т. Цап, Ю.Г. Копылова), Минобрнауки (НИР № 0831-2019-0006) и программы ПРАН П-12 "Вопросы происхождения и эволюции Вселенной" (Ю.Т. Цап).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Васант и др. (V. Vasanth, S. Umapathy, B. Vrsnak, T. Zic, and O. Prakash), Solar Phys. **289**, 251 (2014).
- 2. Вржнак и др. (B. Vrsnak, H. Aurass, J. Magdalenic, and N. Gopalswamy), Astron. Astrophys. **377**, 321 (2001).
- 3. Вржнак и др. (B. Vrsnak, J. Magdalenic, H. Aurass, and G. Mann), Astron. Astrophys. **396**, 673 (2002).
- 4. Вржнак и др. (B. Vrsnak, J. Magdalenic, and P. Zlobec), Astron. Astrophys. **413**, 753 (2004).
- 5. Ду и др. (G. Du, Y. Chen, M. Lv, X. Kong, S. Feng, F. Guo, and G. Li), Astrophys. J. **793**, L39 (2014).
- 6. Железняков (V.V. Zheleznyakov), *Radio emission* of the Sun and planets (Oxford: Pergamon Press, 1970).
- 7. Зайцев В.В., Изв. Вузов, Радиофизика **XX**, 1379 (1977).
- 8. Злотник и др. (E.Ya. Zlotnik, A. Klassen, K.L. Klein, H. Aurass, and G. Mann), Astron. Astrophys. **331**, 1087 (1998).
- 9. Зимовец и др. (I. Zimovets, N. Vilmer, A.C.-L. Chian, I. Sharykin, and A. Struminsky), Astron. Astrophys. **547**, id.A6 (2012).
- 10. Исаева, Цап (Е.А. Isaeva and Yu.T. Tsap), Odessa Astron. Publ. **30**, 222 (2017).
- 11. Кэрнс (I.H. Cairns), Proc. Astron. Soc. Aust. **6**, 444 (1986).
- 12. Кэрнс и др. (I.H. Cairns, P.A. Robinson, and G.P. Zank), Publ. Astron. Soc. Aust. **17**, 22 (2000).
- 13. Ламп, Пападополос (М. Lampe and K. Papadopoulos), Arophys. J. **212**, 886 (1977).
- 14. Крюгер (A. Kruger), Introduction to Solar Radio Astronomy and Radio Physics-Springer Netherlands (1979).
- 15. Ленгель-Фрей, Стоун (D. Lengyel-Frey and R.G. Stone), J. Geophys. Res. **94**, 159L (1989).
- 16. Ленгель-Фрейидр. (D. Lengyel-Frey, G. Thejappa, R.J. MacDowall, R.G. Stone, and J.L. Phillips), J. Geophys. Res. **102**, 2611 (1997).
- 17. Маклеан (D.J. McLean), Publ. Astron. Soc. Aust. 1, 47 (1967).
- 18. Манн и др. (G. Mann, T. Classen and H. Aurass), Astron. Astrophys. **295**, 775 (1995).
- 19. Манн и др. (G. Mann, A. Klassen, H.-T. Classen, H. Aurass, D. Scholz, R.J. MacDowall, and R.G. Stone), Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **119**, 489 (1996).
- 20. Мелроуз (D.B. Melrose) Solar Phys. 111, 89 (1987).
- 21. Нельсон, Мелроуз (G.J. Nelson and D.B. Melrose), *Type II Bursts* (Ed. D.J. McLean, N.R. Labrum, 333, 1985).

- 22. Прист Э.Р., Солнечная магнитогидродинамика (М.: Мир, 1985).
- 23. Робертс (J.A. Roberts), Aust. J. Phys. **12**, 327 (1959).
- 24. Смерд и др. (S.F. Smerd, K.V. Sheridan, and R.T. Stewart), Proc. IAU Symp. **57**, 389 (1974).
- 25. Смерд и др. (S.F. Smerd, K.V. Sheridan, and R.T. Stewart), Astrophys. J. **16**, L23 (1975).
- 26. Цап, Исаева (Yu.T. Tsap and E.A. Isaeva), Cosm. Res. **51**, 108 (2013).
- 27. Уилд, Смерд (J.P. Wild and S.F. Smerd), Am. Rev. Astron. Astrophys. **10**, 159 (1972).

- 28. Фомичев В.В., Черток И.М., Изв. Вузов, Радиофизика **XX**, 1255 (1997).
- 29. Холман, Писсис (G.D. Holman and M.E. Pesses), Astrophys. J. 267, 837 (1983).
- 30. Хрисафи и др. (N. Chrysaphi, E.P. Kontar, G.D. Holman, and M. Temmer), Astrophys. J. **868**, 79 (2018).
- 31. Черток, Фомичев (I.M. Chertok and V.V. Fomichev), Planet. Space Sci. **24**, 459 (1975).