

# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Том 46, номер 1, 2020

---

---

Измерения красных смещений галактик в скоплениях методом многощелевой спектроскопии на 1.5-м телескопе РТТ-150 <i>И. М. Хамитов, И. Ф. Бикмаев, Р. А. Буренин, М. В. Глушков, С. С. Мельников, А. Р. Ляпин</i>	3
О механизме Линден-Белла образования баров в галактических дисках <i>Е. В. Поляченко, И. Г. Шухман</i>	15
Определение физических параметров системы V1413 Aql в спокойном и активном состояниях 2012–2017 гг. <i>А. А. Татарникова, А. М. Татарников, Т. Н. Тарасова</i>	27
Модель пылевой оболочки углеродной мириды V CгВ по данным фотометрии, спектроскопии ИК-диапазона и спекл-поляриметрии <i>А. А. Федотьева, А. М. Татарников, Б. С. Сафонов, В. И. Шенаврин, Г. В. Комиссарова</i>	41
Исследование кинематики звезд каталога GAIA Data Release 2 with Radial Velocities с помощью скалярных и векторных сферических функций <i>А. С. Цветков, Ф. А. Амосов, Д. А. Трофимов, С. Д. Петров</i>	61
Study on electron density diagnostics of silicon VIII ion for non-Maxwellian distribution in solar transition region <i>J. He, Q. Zhang</i>	76

---

---



## ИЗМЕРЕНИЯ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЙ ГАЛАКТИК В СКОПЛЕНИЯХ МЕТОДОМ МНОГОЩЕЛЕВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ НА 1.5-м ТЕЛЕСКОПЕ РТТ-150

© 2020 г. И. М. Хамитов<sup>1,2\*</sup>, И. Ф. Бикмаев<sup>2,3</sup>, Р. А. Буренин<sup>4</sup>,  
М. В. Глушков<sup>2,3</sup>, С. С. Мельников<sup>2,3</sup>, А. Р. Ляпин<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Государственная обсерватория ТЮБИТАК, Анталья, Турция

<sup>2</sup>Казанский федеральный университет, Казань, Россия

<sup>3</sup>Академия наук Татарстана, Казань, Россия

<sup>4</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 04.12.2019 г.

После доработки 04.12.2019 г.; принята к публикации 05.12.2019 г.

Представлен пример одновременного спектроскопического измерения красных смещений большого числа галактик в скоплении методом многообъектной спектроскопии, при помощи спектрографа среднего и низкого разрешения ТФОСК на 1.5-м Российско-Турецком Телескопе (РТТ-150). Получены измерения красных смещений галактик скопления 0301.6 + 0156, расположенного на  $z = 0.17057 \pm \pm 0.0004$ , обнаруженного ранее по наблюдению сигнала Сюняева–Зельдовича в обзоре всего неба обсерватории им. Планка. В одном наблюдении с экспозицией 3 ч получены спектры 16 галактик скопления, 9 из которых определены как эллиптические, и для них произведены высококачественные измерения красных смещений. Показано, что при помощи спектрографа ТФОСК с использованием многообъектных масок в одном наблюдении можно измерять красные смещения галактик с величинами до  $m_r = 20.0$ , число которых в поле спектрографа может составить до нескольких десятков в зависимости от богатства и расстояния до скопления. Такие измерения могут потребоваться для уточнения красных смещений скоплений, а также для оценок их масс динамическим способом.

*Ключевые слова:* скопления галактик, многообъектная спектроскопия, оптические наблюдения.

DOI: 10.31857/S0320010820010040

### ВВЕДЕНИЕ

Исследование скоплений галактик занимает важное место в изучении крупномасштабной структуры Вселенной. Наблюдаемое число скоплений галактик определенной массы оказывается очень чувствительным к параметрам космологической модели, таким как средняя масса вещества во Вселенной и амплитуда возмущений плотности (см., например, Вихлинин и др., 2014). Поэтому скопления галактик представляют собой мощный инструмент в космологических исследованиях, который дает один из основных способов измерения космологических параметров (см., например, Боргани и др., 2001; Вихлинин и др., 2003, 2009; Манц и др., 2010; Розо и др., 2010; Пьер и др., 2011; Буренин, Вихлинин, 2012; Сообщество Планка, 2014б, 2016в).

На Российско-Турецком 1.5-м Телескопе (РТТ-150) проводится большой объем работ по оптическому отождествлению и измерению красных смещений богатых скоплений галактик в больших обзорах, таких как рентгеновский обзор площадью 400 кв. градусов по данным спутника ROSAT (Буренин и др., 2007), а также обзор скоплений галактик, обнаруженных по наблюдению сигнала Сюняева–Зельдовича (Сюняев, Зельдович, 1972) при помощи космической обсерватории им. Планка (Сообщество Планка, 2014а, 2015а,б, 2016а,б; Воробьев и др., 2016; Буренин, 2017; Буренин и др., 2018; Зазнобин и др., 2019).

Спектроскопические измерения красных смещений отождествленных скоплений галактик проводятся на 1.5-м телескопе РТТ150 в основном для систем с красным смещением  $z < 0.4$ . Оценки красного смещения определяются посредством спектральных наблюдений нескольких самых ярких членов в центре скопления, либо ограничиваясь

\*Электронный адрес: irek\_khamitov@hotmail.com

наблюдением одной ярчайшей галактикой в центре скопления регулярной формы. Такой подход обусловлен эффективностью использования наблюдательного времени телескопов среднего класса с диаметрами зеркал 1–2 м для таких объектов. Достижимая таким образом точность измерений красных смещений ( $\delta z \sim 0.001$ ) изучаемых скоплений галактик достаточна для использования в исследованиях по ограничению космологических параметров.

Поскольку ярчайшая галактика находится практически в центре масс скопления, измеряемое красное смещение соответствует красному смещению скопления. Более слабые галактики используются только для подтверждения красной последовательности на диаграмме цвет–светимость, по которой проводится предварительное отождествление скопления и его членов. Однако если учесть индивидуальные лучевые скорости движения галактик по отношению к ярчайшей галактике, то характерные детали в спектрах эллиптических галактик скопления можно использовать для повышения эффективности и точности определения красного смещения системы. Выделяя из общего массива галактик эллиптические галактики красной последовательности, можно построить составной спектр с лучшим отношением сигнала к шуму, т.е. собрать фотоны скопления с большей площади. Таким образом, можно получить более точную оценку красного смещения скопления при значительно более эффективном использовании телескопного времени.

Кроме того, при одновременном спектральном наблюдении большого числа галактик скопления методом многощелевой спектроскопии может решаться задача оценки дисперсии скоростей членов скопления. Такие измерения требуются как для оценок полных гравитационных масс отдельных скоплений, так и для калибровки масштаба масс скоплений галактик при измерениях другими способами (см., например, Саро и др., 2013; Олд и др., 2014; Хо и др., 2019).

В этой статье приводится описание методики многообъектных спектроскопических наблюдений, которые можно проводить при помощи спектрографа среднего и низкого разрешения ТФОСК, на 1.5-м Российско-Турецком Телескопе (РТТ-150). В статье приводятся методическое описание выбора апертурных отверстий для построения маски исследуемого скопления, описание выбора апертурных отверстий для построения маски исследуемого скопления, описание спектрофотометрической обработки спектров многощелевого массива данных, а также измерение красного смещения и дисперсии скоростей галактик на примере наблюдения скопления галактик 0301.6 + 0156 из расширенного каталога скоплений галактик обзора обсерватории им. Планка (Буренин, 2017).

## ОТБОР ГАЛАКТИК И ПОСТРОЕНИЕ МАСКИ

За последние несколько десятилетий активно развивается эффективная техника спектральных наблюдений одновременно большого числа внегалактических объектов с помощью мультиобъектных спектрометров (МОС). Например, наземные приборы, такие как OSIRIS 10-м телескопа GTC (Хорди, 1998) или SCORPIO 6-м телескопа БТА (Афанасьев и Моисеев, 2005), а также МОС готовящегося к запуску космического 6.5-м телескопа Джеймс Уэбб с управляемым микрозатворным массивом, основанным на технологии MEMS (Джабвала и др., 2008).

В скоплении основной массив галактик сосредоточен в области до 1 Мпк с максимумом около 0.5 Мпк (Капассо и др., 2019). Таким образом, на  $z > 0.17$  максимальное количество членов скопления сосредоточено на расстояниях менее 3 угл. мин от ярчайшей галактики скопления (BCG). Техника спектральных наблюдений скоплений галактик с помощью МОС является наиболее эффективной в смысле затрат телескопного времени. Масштаб изображения в фокальной плоскости 1.5-м российско-турецкого телескопа РТТ150 в фокусе Кассегрена (F/7.7) составляет  $17.8''/\text{мм}$  (Аслан и др., 2001). Таким образом, в исследовании скоплений галактик методом МОС на РТТ-150 возможно использование только коротких щелей в стационарной маске.

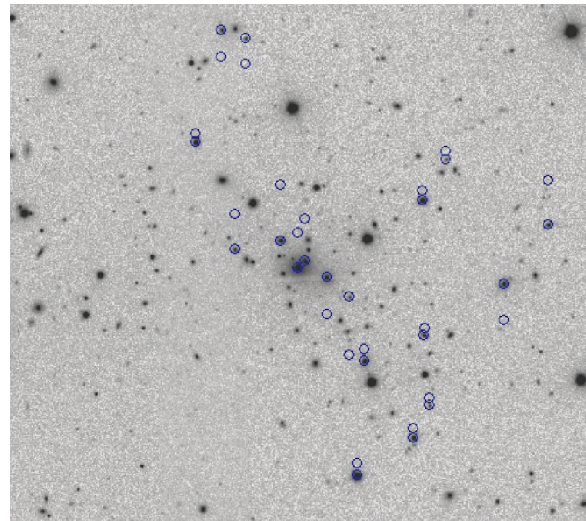
Действительно, установка оптоволоконного забора света от одновременно большого количества источников из-за геометрических размеров оптоволоконных головок физически не осуществима. Размер щелей поперек дисперсии спектрометра также ограничивает число источников для спектроскопии. Понятно, что максимальное число одновременно наблюдаемых объектов с неперекрывающимися дисперсионными кривыми достигается в случае, когда вертикальный и горизонтальный размеры щели совпадают. То есть когда используется либо квадратная, либо округлая апертуры.

В наших наблюдениях мы изготовили маску с округлыми апертурами. Используемый размер отверстий в маске (200 мк), устанавливаемой в фокальной плоскости телескопа РТТ-150, соответствует  $3.5''$  в поле зрения светоприемника системы ТФОСК. Кандидаты подбирались по красной последовательности в пределах  $2'$  от ярчайшей галактики скопления таким образом, чтобы цвет  $r'-i'$  был менее 0.05 от линейной подгонки, и чтобы в маску попали по возможности самые яркие галактики.

Апертуры маски определялись согласно следующему алгоритму. Центр маски выбирается центром изображения ПЗС приемника и соответствует положению ярчайшей галактики скопления

0301.6 + 0156 — таким образом, выбирается первая апертура. Оставшиеся апертуры определяются следующим образом:

1. Используя фотометрический каталог SDSS DR12 (Алам и др., 2015), отбираются все галактики, отличающиеся от BCG по цвету  $r' - i'$  не более  $0.05^m$  и находящиеся на угловых расстояниях в пределах  $1'$  по склонению и  $3'$  по прямому восхождению от нее и блеском не слабее  $21^m$  в полосе  $r'$ .
2. Из полученной выборки исключаются все источники, лежащие в пределах 1.5 радиуса отверстий по прямому восхождению от BCG. Таким образом, исключались все источники, спектр от которых мог бы частично перекрывать спектр ярчайшей галактики скопления.
3. Из оставшегося списка выбиралась ярчайшая галактика, и ее положение определяло следующее положение отверстия.
4. Из списка исключались все источники, лежащие в пределах 1.5 радиуса отверстий по прямому восхождению по отношению к выбранному в пункте 3 источнику.
5. Пункты 3–4 выполняются до тех пор, пока не будет исчерпана вся выборка.
6. В поле скопления галактик выбираются как минимум две опорные звезды по возможности раннего спектрального класса, чтобы в области сильных теллурических линий поглощения спектр звезды был гладким, без особенностей. Спектры этих звезд используются в качестве опорных для суммирования спектров объектов, полученных в разные эпохи наблюдений, а также для учета теллурических линий поглощений.
7. Поскольку в округлую апертуру попадает как свет от источника, так и фона неба, то стоит задача учета уровня последнего. Она решается добавлением в список к отобранному источникам апертур в областях неба без ярких источников в радиусе 10 угл.сек, расположенных на тех же самых значениях координат по прямому восхождению, что и отобранные источники. Для отбора апертур неба использовалось суммарное изображение поля SDSS, полученного в фильтрах  $g'r'i'$ . Вначале из изображения исключались все области, лежащие в полосе 3 радиусов отверстий по прямому восхождению по отношению к отобранному источнику. Центры полос соответствуют координатам этих



**Рис. 1.** Изображение скопления 0301.6 + 0156 в поле зрения ТФОСК. Север (N) слева, восток (E) вверху. Синими кружочками показаны отобранные источники для построения маски МОС и соответствующие им дополнительные отверстия для учета фона неба.

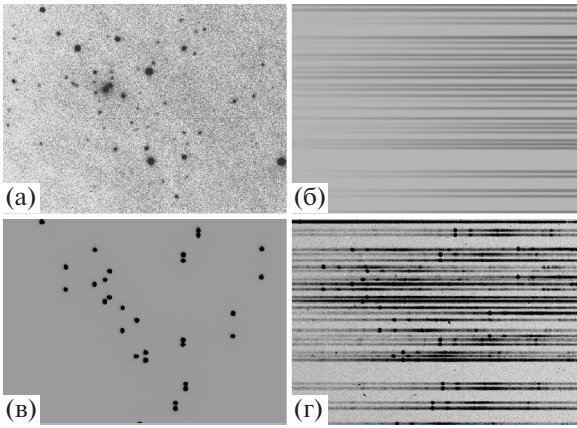
источников. Далее определялись и маскировались все области радиусом  $5''$  вокруг всех идентифицированных источников поля на уровне 3 стандартных отклонений фона неба. Из оставшегося немаскированного изображения выбирались положения апертур фона неба наименее удаленные от отобранного источника.

8. Используя масштабный множитель между угловой мерой в поле зрения изображений ТФОСК и линейной мерой в фокальной плоскости телескопа, строится таблица положений апертур в микронах. Определенный из наблюдений масштабный множитель равен  $54.3$  микрон/угл.сек.
9. С помощью таблицы апертур составляется файл в формате “.dxf” системы автоматизированного проектирования с заданным шаблоном маски, пригодной для установки в колесо апертур системы ТФОСК.

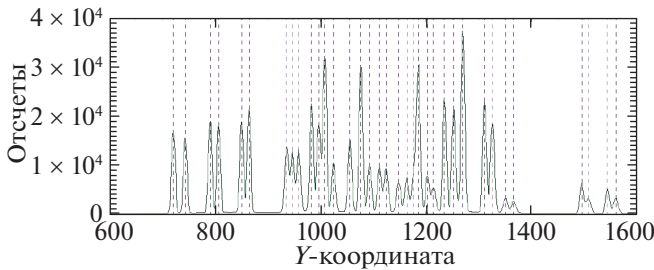
На рис. 1 кружочками показаны отобранные вышеописанным алгоритмом апертуры источников и соответствующие им дополнительные апертуры для учета фона неба скопления 0301.6 + 0156.

#### НАБЛЮДЕНИЕ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ МОС

Наблюдения скопления 0301.6 + 0156 с маской из 18 источников (16 кандидатов в члены скопления и две звезды поля: одна — как опорная, а вторая —



**Рис. 2.** Поле зрения скопления c10301.6 + 0156 (а). Снимок поля через маску (б). Спектр галогеновой лампы, полученной с маской и гризмой 15 (в). Спектр скопления, полученный с маской и гризмой 15 (г).



**Рис. 3.** Профиль поперек дисперсии для определения положения спектров.

в качестве звезды-сравнения) проводились 13 ноября 2018 г. Получено 6 спектральных кадров с экспозицией по 1800 с и на воздушных массах от 1.3 до 2.4. Ввиду слабо накопленного сигнала и сильного отклонения поглощения в атмосфере от закона Бугера на воздушных массах более 2, последний кадр был исключен из анализа. Для дисперсионной калибровки снимались спектры лампы Fe–Ag с линейчатым эмиссионным спектром, а для учета в длинноволновой части спектров интерференционных структур и нахождения положений дисперсионных кривых — спектры галогеновой лампы. Все спектральные кадры как от источников, так и калибровочные были исправлены за ток смещения, и после из них вычитались темновые снимки, масштабированные на время экспозиции кадра.

Извлечение спектров. Процедура поиска положений и извлечение спектров проводились по следующему алгоритму:

1. Регистрируется спектр галогеновой лампы с маской и дисперсионным элементом (рис. 2в).

2. В центральной зоне снимка выделялась полоса шириной 10 пикселей и высотой во всю длину изображения поперек направления дисперсии. По медианным значениям на данной высоте полосы строится профиль, который является вертикальным разрезом регистрируемых спектров (рис. 3)

3. На профиле определяются положения локальных максимумов.

4. Интервал с центром с наибольший из максимумов подгоняется гауссианой. Центр записывается в список положений дисперсионных кривых, и из профиля вычитается полученная подгонка, чтобы уменьшить влияние крыльев на соседние максимумы при определении точного положения. Также запоминается полная ширина на половине максимума гауссианы ( $FWHM$ ).

5. Из оставшихся локальных максимумов профиля выбирается наибольший, и повторяется процедура 4 до тех пор, пока из списка не будут уточнены все положения дисперсий на вертикальном разрезе (рис. 3).

6. Далее процедуры 2–5 выполняются для зон в сторону уменьшения и увеличения по оси ординат относительно центрального положения с шагом по 100 пикселей.

7. Центральное положение дисперсии ( $Y_c$ ) для данной апертуры по координате  $Y$  хорошо описывается полиномом второй степени от координаты  $X$ .

8. Находится среднее значение  $FWHM_{avg}$  по всем значениям  $FWHM$ , определяемым в процедуре 4.

9. Поток  $F(X, Y_c)$  на данной координате  $X$  и центрального положения  $Y_c$  для каждой дисперсионной кривой, который определяется из полиномиальной подгонки в процедуре 7, определялся как полный поток изображения  $Im(X, Y)$  на вертикальном интервале  $[Y_1, Y_2]$  средневзвешенного по гауссиане  $G$  с полной шириной на середине максимума, равной  $FWHM_{avg}$  и centered на  $Y_c$ :

$$F(X, Y_c) = \frac{\sum_{Y_1}^{Y_2} (Im(X, Y_i) G_i W_i(X, Y_i))}{\sum_{Y_1}^{Y_2} (G_i W_i(X, Y_i))},$$

где  $Y_1$  и  $Y_2$  есть целые значения выражений  $Y - FWHM_{avg}$  и  $Y + FWHM_{avg}$  соответственно. Такое взвешивание целесообразно для уменьшения

влияния крыльев сильных теллурических линий на соседние спектры при наблюдении слабых объектов со смещенными друг относительно друга дисперсионными кривыми. Смещение имеет место из-за того, что от разных апертур свет попадает на диспергирующий элемент под разными углами. Для учета того, что реальный интервал, внутри которого происходит суммирование потока, попадает на дробное значение пиксела, введена функция  $W(Y_i)$ , которая определяется следующим образом:

$$W(Y) = \begin{cases} 1, & \text{если } Y_1 < Y_i < Y_2, \\ 1 - \{Y - FWHM_{avg}\}, & \text{если } Y_i = Y_1, \\ \{Y + FWHM_{avg}\}, & \text{если } Y_i = Y_2, \end{cases}$$

где выражение, заключенное в фигурные скобки  $\{ \}$ , — дробная часть числа.

### ДИСПЕРСИОННАЯ КАЛИБРОВКА

В зависимости от положения отверстия маски в поле зрения приемника излучения видимые спектры регистрируются в различных диапазонах длин волн. Рисунок 2б соответствует положению отверстий, а на рис. 2г изображены полученные спектры небесных источников, соответствующие этим отверстиям. На каждом спектре явно выделяется сильная эмиссионная теллурическая линия нейтрального кислорода (5577.2 Å, [OI]). Хорошо видно, что она смещается в зависимости от положения отверстия. Как уже было отмечено выше, данное смещение имеет место из-за того, что от разных апертур свет попадает на диспергирующий элемент под разными углами.

На основе спектров калибровочной лампы Fe–Ag, полученных с использованием маски с отверстиями и гризмы #15 системы ТФОСК и веб-ресурса обсерватории NOAO<sup>1</sup>, измерялись положения некоторых самых ярких и малоблендированных линий железа и аргона для спектров соответствующего отверстия. Оказалось, что в первом приближении, с точностью 1–2 пикселя, положение линий лампы описывается линейной зависимостью от координаты  $X$  отверстия. Это позволило написать программу автоматической дисперсионной калибровки спектров, которой мы и пользовались в дальнейшем. В табл. 1 приведены отождествления использованных нами линий лампы Fe–Ag, их длины волн и соответствующие коэффициенты линейной зависимости от координаты  $X$  отверстия.

**Таблица 1.** Определение координаты ( $X_{\text{line}}$ ) эмиссионной линии калибровочного спектра FeAg, полученного с гризмой 15 системы ТФОСК, по линейной зависимости от  $X$ -координаты отверстия  $X_{\text{pinhole}}$ :  $X_{\text{line}} = a_0 + a_1 X_{\text{pinhole}}$

Линия	Длина волны (Å)	$a_0$	$a_1$
ArI	4158.6	−697.8	1.00649
ArII	4481.8	−559.3	1.00451
ArII	4545.1	−530.4	1.00308
ArII	4657.6	−481.2	1.00090
ArII	4764.9	−436.1	1.00031
ArII	4806.0	−418.7	0.99989
ArII	4879.9	−387.3	0.99967
ArII	4965.1	−352.2	0.99902
ArII	5062.0	−312.0	0.99823
FeI	5269.5	−226.1	0.99707
FeI	5328.0	−201.5	0.99693
ArI	5495.9	−131.7	0.99528
ArI	6032.1	87.1	0.99072
ArII	6114.9	117.1	0.99062
FeI	6172.3	141.6	0.99009
ArII	6416.3	240.0	0.98782
ArI	6677.3	343.0	0.98733
ArI	6871.3	421.7	0.98395
ArI	6965.4	459.0	0.98305
ArI	7067.2	499.5	0.98197
ArI	7147.0	531.3	0.98100
ArI	7272.9	580.8	0.98005
ArI	7384.0	624.4	0.97933
ArI	7635.1	723.5	0.97673
ArI	7948.2	846.0	0.97393
ArI	8264.5	969.5	0.97071
ArI	8521.4	1069.1	0.96849
ArI	8667.9	1126.0	0.96694

Более точное положение линий рассчитывается с использованием непосредственно спектров Fe–Ag. Для определения точного максимума соответствующей линии было использовано параболическое приближение в районе  $\pm 4$  пиксел вокруг предвычисленного по коэффициентам линейной зави-

<sup>1</sup> <http://iraf.noao.edu/specatlas/fear/fear.html>



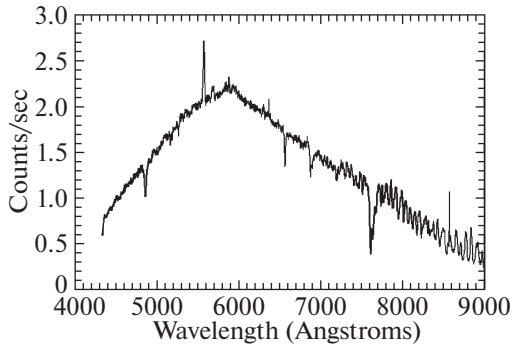


Рис. 4. Инструментальный спектр опорной звезды.

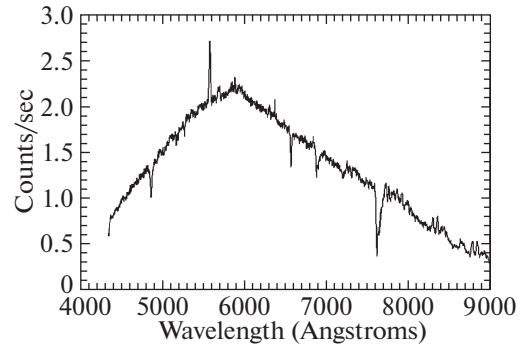


Рис. 5. Инструментальный спектр опорной звезды после учета интерференции.

симости из табл. 1 приближенного значения по  $X$ -координате отверстия. Для всех спектров дисперсионное решение описывается полиномом третьей степени, средноквадратичное отклонение составило менее  $2 \text{ \AA}$ .

#### УЧЕТ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ НА СТРУКТУРЕ ПЗС-МАТРИЦЫ

В использованном нами ПЗС-приемнике DW436N-BV Andor наблюдается интерференция на структуре ПЗС-матрицы в красной области спектра на длинах волн более  $7000 \text{ \AA}$ . Вариации регистрируемого сигнала из-за интерференции значительно осложняют обработку спектров в ближнем инфракрасном диапазоне электромагнитного излучения. Для учета влияния интерференции нами был использован стандартный подход, основанный на использовании спектра галогеновой лампы ( $S_{\text{hal}}$ ). Получаемый спектр галогеновой лампы для данного отверстия сглаживался скользящим средним с окном 30 пиксел, который в области длин волн более  $7000 \text{ \AA}$  подгонялся полиномом 5-й степени ( $P_5$ ). Искажение спектра за счет интерференции ( $K_{\text{fringe}}$ ) определяется как отношение подгонки и спектра галогеновой лампы:

$$K_{\text{fringe}} = \frac{P_5}{S_{\text{hal}}}.$$

В дальнейшем все спектры для данной апертуры исправлялись простым домножением на  $K_{\text{fringe}}$ . На рис. 4 и рис. 5 показаны инструментальный спектр звезды сравнения и результат исправления интерференционной картины в красной области этого же спектра соответственно. Видно, что значительное уменьшение вариаций потока в спектре звезды в этой области спектра.

#### УЧЕТ ФОНА НЕБА

В отличие от спектральных наблюдений с длинной щелью в спектрах, полученных от апертур с

малым отверстием, фон неба не может быть учтен непосредственно его оцениванием в окрестностях источника. Поэтому мы сделали дополнительные отверстия в маске, которые расположены на тех же координатах вдоль дисперсии, что и источники, но смещены поперек дисперсии. Также имеются ограничения по точности в изготовлении одинаковых по размеру отверстий. Кроме того, возможно наличие микропылинок на краях отверстий. Эти вариации в площади отверстий приводят к различному регистрируемому потоку фона неба, что ставит задачу масштабирования регистрируемых спектров.

Поскольку фон неба равномерно заполняет отверстие, и исследуемые источники достаточно слабы — на уровне фона неба или слабее, то полный поток в сильной теллурической эмиссионной линии нейтрального кислорода OI ( $5577.2 \text{ \AA}$ ) можно использовать для учета вариаций потока фона из-за отличия в площади отверстий и соответствующего масштабирования двух различных спектров. Для оценки потока в линии OI спектр подгонялся гауссианой и линейной зависимостью от длины волны в области на расстояниях менее  $80 \text{ \AA}$  от центра этой линии. Поток принимался как интеграл от гауссианы в выбранной области, в то время как члены линейной зависимости являются оценкой континуума спектра. Все спектры от дополнительных отверстий были пересчитаны на целочисленные значения длин волн в ангстремах и приведены к единому потоку. В качестве опорного спектра для масштабирования по потоку был выбран спектр фона неба с наибольшим значением потока в линии OI. Далее строился составной спектр фона неба следующим образом:

$$Sky(\lambda) = \begin{cases} F_1(\lambda), & \text{если } N = 1, \\ 0.5(F_1(\lambda) + F_2(\lambda)), & \text{если } N = 2, \\ \text{median}(F_{(1,N)}(\lambda)), & \text{если } N > 2, \end{cases}$$

где  $\lambda$  пробегает все значения от наименьшей до наибольшей длины волны из всех спектров с шагом  $1 \text{ \AA}$ ;  $N$  — общее число спектров на данной длине



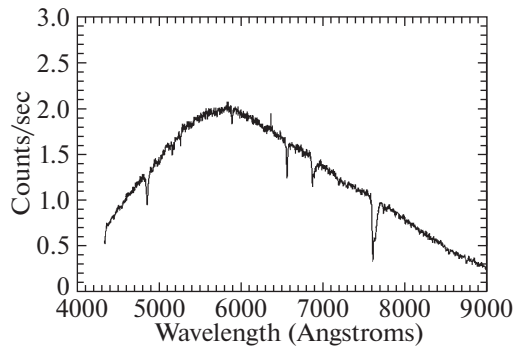


Рис. 6. Инструментальный спектр опорной звезды после учета фона неба.

волны. Перед вычитанием из спектра объекта составной спектр фона неба масштабировался к потоку спектра объекта в линии OI. На рис. 6 показан инструментальный спектр звезды сравнения с вычетом фона неба.

### УЧЕТ ТЕЛЛУРИЧЕСКИХ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ H<sub>2</sub>O, O<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>

При спектральных наблюдениях небесных источников с Земли в спектрах присутствуют сильные теллурические линии поглощения, возникающие на молекулах земной атмосферы. Для высокогорных обсерваторий, в число которых входит Национальная обсерватория ТЮБИТАК, где расположен 1.5-м телескоп РТТ-150, основными источниками поглощения в теллурических линиях являются молекулы воды (H<sub>2</sub>O), молекулярного кислорода (O<sub>2</sub>) и озона (O<sub>3</sub>). Если O<sub>3</sub> создает широкую от 5000 Å до 7000 Å гладкую линию поглощения и снижает поток приходящего излучения всего на несколько процентов, то влияние O<sub>2</sub> и H<sub>2</sub>O имеет более сложный и выраженный характер. На рис. 7 показаны зависимости атмосферного пропускания для O<sub>3</sub>, O<sub>2</sub> и H<sub>2</sub>O соответственно. Зависимости построены на основе веб-ресурса TAPAS<sup>2</sup> (Берто и др., 2014) обсерватории Пик дю Миди на момент наших наблюдений.

Полученные с высоким спектральным разрешением зависимости атмосферного пропускания были свернуты с широкополосной гауссианой ( $\sigma \sim 10$  Å), характеризующей аппаратную функцию системы ТФОСК. Сильное атмосферное поглощение в линиях O<sub>2</sub> и H<sub>2</sub>O в области выше 6700 Å замывает спектральные особенности эллиптических галактик скопления, попадающие на эти линии. При определении красного смещения этих источников света методом кросс-корреляции с шаблонным спектром исключение хорошо выраженных особенностей, таких как линии поглощения G,

<sup>2</sup> <http://cds-espri.ipsl.fr/tapas/>

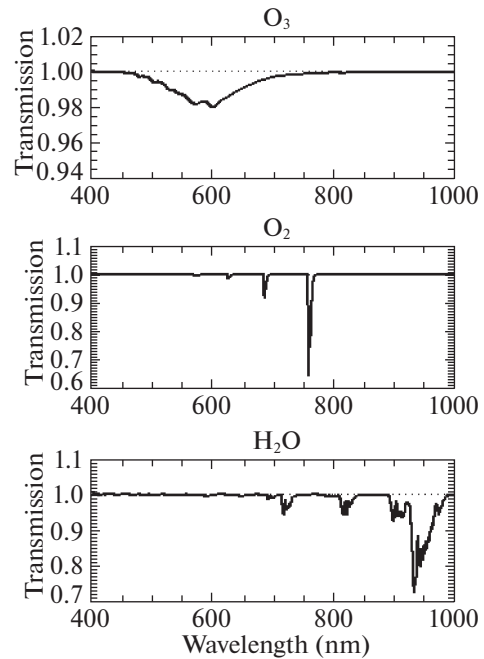


Рис. 7. Атмосферное пропускание в теллурических линиях O<sub>3</sub>, O<sub>2</sub> и H<sub>2</sub>O.

Mg и NaD, а также скачок около длины волны 4000 Å, несколько зашумляют оценки. В спектрах звезд главной последовательности спектрального класса F и более ранних в области окон прозрачности атмосферы и самих теллурических линий от 7000 Å до 9000 Å нет выраженных особенностей. Ввиду относительной узости этих линий изменение чувствительности ПЗС-приемника и влияние оптики телескопа и спектрографа можно принять линейными. Следовательно, можно уверенно построить континуум в данной спектральной области, а отклонения от него будут обусловлены только атмосферным поглощением. Таким образом, атмосферное пропускание в линиях H<sub>2</sub>O и O<sub>2</sub> может быть получено путем сравнения спектров звезд класса F и зависимости, построенной на основе TAPAS.

При одновременных наблюдениях большого числа источников все спектры регистрируются в одинаковых атмосферных условиях. Поэтому наличие среди источников звезды соответствующего спектрального класса позволяет восстанавливать спектральное распределение всех исследуемых источников до входа излучения в атмосферу Земли в области теллурических линий H<sub>2</sub>O и O<sub>2</sub>. При выборе звезды сравнения мы использовали условие:  $g-r < 0.34$ , что соответствует звезде главной последовательности более ранней, чем F9V. Теллурическая линия O<sub>3</sub> является достаточно широкой, поэтому определение континуума в этой области затруднено из-за того, что предположе-

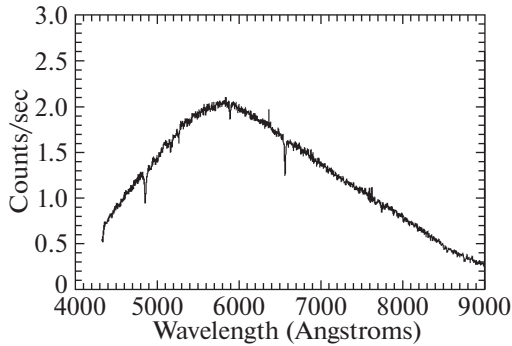


Рис. 8. Инструментальный спектр опорной звезды после учета теллурических линий поглощения.

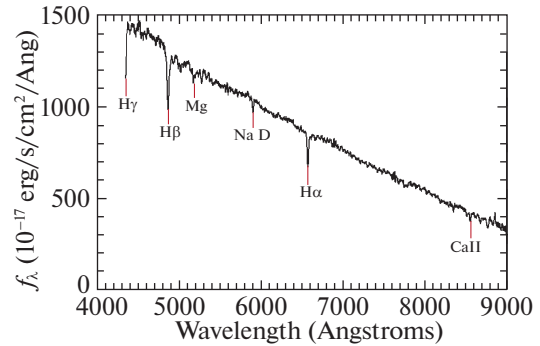


Рис. 9. Составной спектр опорной звезды.

ние о линейной зависимости инструментальной чувствительности оказывается неверным. Однако поскольку линия образуется в верхних слоях атмосферы Земли, то без большой потери точности можно принять эту зависимость как и для обсерватории Пик дю Миди. На рис. 8 показан инструментальный спектр опорной звезды после удаления вклада теллурических линий поглощения.

## ПОСТРОЕНИЕ СОСТАВНОГО СПЕКТРА

При наблюдениях слабых источников требуется длительное накопление сигнала, следовательно, регистрируемые спектры будут соответствовать различным атмосферным условиям. Наличие среди источников опорной звезды позволяет получать коэффициенты учета инструментальной чувствительности и атмосферной прозрачности, даже если наблюдения проводились не в спектрофотометрических условиях. Для этого необходимо иметь спектральное распределение опорной звезды в энергетических единицах, которое получается стандартным способом с наблюдением спектрофотометрического стандарта с длинной щелью в благоприятных атмосферных условиях. В предположении, что за время наблюдений поток от опорной звезды не меняется, приведенные за атмосферу и с учетом инструментальной чувствительности спектры далее можно обрабатывать и получить составной спектр с лучшим отношением сигнала к шуму.

Даже если наблюдения проводились в различных ноци, уровень потока опорной звезды можно контролировать фотометрически с помощью дополнительных наблюдений в широкополосных фильтрах. Для спектрофотометрической калибровки опорной звезды использовался спектрофотометрический стандарт HR718<sup>3</sup>. При получении составного спектра мы использовали медианные значения из 5 спектров, полученных при воздушных

массах менее 2. На рис. 9, 10 и 11 приведены составные спектры опорной звезды, звезды сравнения и BCG.

Спектр опорной звезды соответствует звездегиганту спектрального класса F. Наблюдаются хорошо выраженная серия поглощения Бальмера, а также триплет CaII и линия поглощения Mg. Судя по полученному спектру, температура звезды, определенная по данным GAIA DR2 ( $T_{\text{eff}} = 5112$  K,  $d = 500$  пк), была определена ошибочно. На расстоянии опорной звезды в линию поглощения NaD существенный вклад добавляет межзвездное поглощение — в направлении на скопление оно составляет  $A_V = 0.243$  (Шлегель и др., 1998).

Спектры звезды сравнения показывают переменный характер — наблюдается изменение потока континуума примерно в 1.5 раза за время наблюдений порядка 3 ч. Также зарегистрировано смещение в линии H $\alpha$  — источник приближается со скоростью порядка 300 км/с. Определенный по данным GAIA параллакс дает оценку порядка 10 кпк с такой же ошибкой. Возможно, большая ошибка связана с двойственностью системы. С другой стороны, на таком расстоянии звезда сравнения была бы на 2–3 звездной величины слабее наблюдаемой ( $\sim 20^m 0$  для звезды класса G). Вопрос о двойственности звезды сравнения остается открытым.

Спектр BCG получен с хорошим накоплением, и основные детали — линии поглощения — отчетливо видны. Причем оказалось, что линия NaD практически в точности попадает на сильную теллурическую линию O<sub>2</sub>. Видно, что, несмотря на это обстоятельство, ее удалось эффективно восстановить. В кружочке отмечена узкая линия поглощения NaD, образованная веществом Млечного Пути на луче зрения в направлении на ярчайшую галактику скопления. Также видны сильные эмиссионные линии H $\alpha$  и однажды ионизованного азота NII, указывающие на процессы звездообразования в галактике.

<sup>3</sup> <https://www.eso.org/sci/observing/tools/standards/spectra/hr718.html>

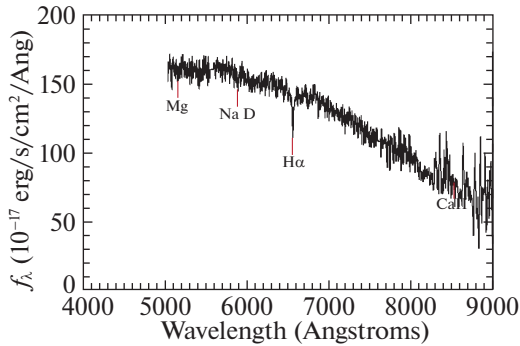


Рис. 10. Составной спектр звезды сравнения.

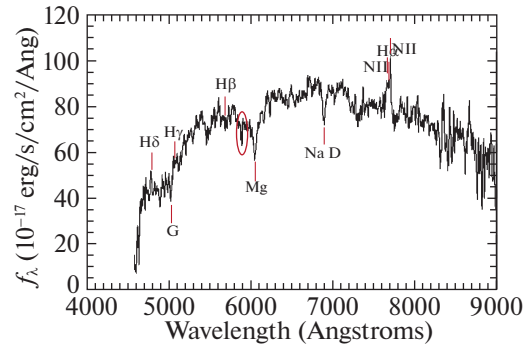


Рис. 11. Составной спектр BCG.

### ОТОЖДЕСТВЛЕНИЕ ГАЛАКТИК — ЧЛЕНОВ СКОПЛЕНИЯ, ИЗМЕРЕНИЕ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЙ И ДИСПЕРСИИ СКОРОСТЕЙ

Визуальной инспекцией из кандидатов в члены скопления были выделены 9 галактик E-типа. Измерение красного смещения проводилось тем же способом, что мы использовали в нашей работе по измерению красных смещений скоплений галактик из обзора Планка (Сообщество Планка, 2015a; Воробьев и др., 2016; Зазнобин и др., 2019) — методом кросс-корреляции с шаблонным спектром. В качестве шаблона можно взять спектр близкой эллиптической галактики с высоким отношением сигнал—шум, либо воспользоваться синтетическим спектром. Спектр-шаблон смещается относительно спектра интересующей нас галактики с определенным шагом, на каждом этапе вычисляется значение  $\chi^2$  как квадрат разницы спектра галактики и смещенного спектра-шаблона. Таким образом, величина  $\chi^2$  определяется как функция от смещения спектра-шаблона. Вычисляя минимум  $\chi^2$ , находим искомое смещение и ошибку его измерения.

В табл. 2 приведены высококачественные измерения красного смещения и соответствующие им ошибки для этих объектов. Точность определения красных смещений  $\delta z/z \approx 0.001$  достигается для эллиптических галактик с блеском до  $19^m.5$  в полосе  $r$  Слоановской фотометрической системы. Кроме эллиптических галактик, 4 идентифицированы как спиральные галактики, а 2 объекта из-за недостаточности накопленного сигнала отождествить не удалось. Один спектр оказался зашумлен линиями неба от соседнего отверстия из-за технологической неточности при производстве маски. Видно, что при помощи спектрографа ТФОСК с использованием многообъектных масок в одном наблюдении можно измерять красные смещения галактик с величинами до  $m_r = 20.0$ .

На основе полученных измерений красного смещения мы оценили дисперсию скоростей искомого скопления как  $\sigma_v = 530 \pm 60$  км/с.

Оценка красного смещения ярчайшей галактики скопления, которое мы принимаем за красное смещение скопления, составляет  $z_{BCG} = 0.16987 \pm 0.0005$ . Красное смещение скопления можно уточнить по многообъектным данным. Для этого надо просуммировать все спектры эллиптических галактик скопления, т.е. собрать фотоны с большей площади и тем самым увеличить отношение сигнала к шуму составного спектра. В итоге строится средневзвешенный по яркости спектр по большому количеству галактик с усреднением их лучевых скоростей. По этому спектру получается более точное измерение  $z$  скопления, которое, как и ожидалось, получилось с лучшей точностью  $z_{cl} = 0.17057 \pm 0.0004$ .

### УТОЧНЕНИЕ КРАСНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ И ПОТЕНЦИАЛЬНОЕ ЧИСЛО КАНДИДАТОВ

На основе отождествленных членов скопления также можно уточнить зависимость красной последовательности. Для данного скопления она описывается выражением:

$$r' - i' = 0.704 - 0.009r'.$$

Измеренное среднеквадратичное отклонение положений галактик от красной последовательности составляет  $0^m.02$  по цвету  $r' - i'$ . На рис. 12 показана диаграмма блеск ( $r'$ ) — цвет ( $r' - i'$ ) всех галактик до  $22^m$  в радиусе  $3'$  от BCG. Кружочками отмечены галактики, которые вошли в список источников, для которых были получены спектры. Кружочками большего размера отмечены отождествленные галактики скопления E-типа. Пунктиром отмечены зоны на расстоянии 3 стандартных отклонений от центральной линии красной последовательности. Ограничиваясь блеском  $m_r \leq 21.0$ , было подсчитано общее число галактик в зависимости от разности между заданным блеском и блеском BCG. Данная зависимость хорошо подгоняется показательной функцией с показателем,

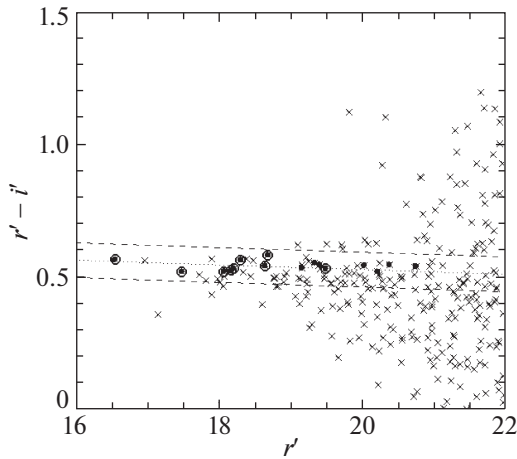
**Таблица 2.** Результаты измерений красных смещений кандидатов в члены скопления c10301.6 + 0156. Фотометрические оценки красного смещения объектов ( $z_{\text{phot}}$ ) взяты из каталога SDSS DR12

RA(J2000)	DEC(J2000)	$r$	$g - r$	$r - i$	$z_{\text{phot}}$	$z$	$z_{\text{err}}$	Примечание
03 01 31.20	+01 56 26.1	18.65	1.29	0.54	0.214	0.17026	0.0008	
03 01 34.36	+01 55 55.7	18.31	1.29	0.56	0.197	0.17591	0.0006	
03 01 37.54	+01 57 21.9	18.17	1.21	0.52	0.182	0.16543	0.0009	
03 01 37.80	+01 55 32.3	18.08	1.29	0.52	0.212	0.16523	0.0006	
03 01 38.20	+01 55 14.6	16.55	1.31	0.56	0.175	0.16987	0.0005	BCG
03 01 38.48	+01 55 18.9	17.49	1.26	0.52	0.176	0.16902	0.0005	
03 01 38.96	+01 54 35.5	19.50	1.34	0.53	0.233	0.17309	0.0008	
03 01 39.33	+01 55 04.0	18.69	1.25	0.58	0.195	0.16918	0.0006	
03 01 40.98	+01 56 31.6	18.21	1.34	0.53	0.192	0.17004	0.0006	
03 01 32.52	+01 56 36.0	20.39	0.97	0.55	0.298			faint
03 01 35.43	+01 56 32.6	19.41	1.23	0.55	0.222			S-type
03 01 36.99	+01 55 46.4	20.23	1.33	0.52	0.257			S-type
03 01 39.97	+01 57 49.4	19.16	1.25	0.53	0.202			bad pinhole position
03 01 42.67	+01 56 46.3	20.76	1.09	0.54	0.362			faint
03 01 47.67	+01 54 42.3	20.04	1.36	0.54	0.241			S-type
03 01 48.01	+01 54 27.4	19.34	1.34	0.55	0.247			S-type
RA(J2000)	DEC(J2000)	$r$	$g - r$	$r - i$	Star			
03 01 29.62	+01 55 51.0	15.31	0.32	0.11	опорная			
03 01 43.38	+01 54 11.4	17.09	0.33	0.15	сравнения			

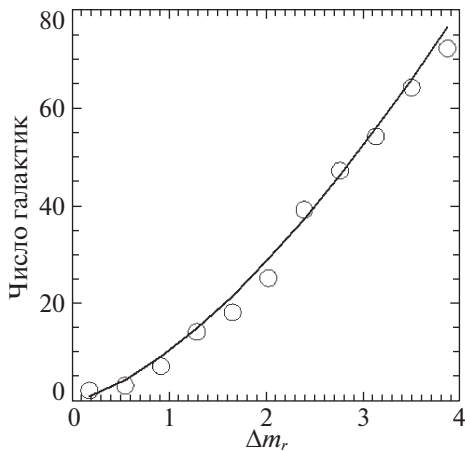
близким к  $3/2$ . На рис. 13 показан результат подгонки общего числа галактик, лежащих в пределах  $3\sigma$  внутри красной последовательности, функцией  $N_{\text{gal}} = 10\Delta m_r^{\frac{3}{2}}$ . Используя данную зависимость, можно оценить потенциальное число кандидатов в маске в поле зрения ТФОСК.

Оптимальное расстояние между отверстиями по оси, перпендикулярной направлению дисперсии, для того чтобы получать неперекрывающиеся спектры, — это  $6''$ . Таким образом, на размере

поля зрения  $11'$  можно потенциально получить до 100–110 спектров. Причем для оценки фона неба необязательно делать отверстие, соответствующее объекту. Достаточно по всему полю равномерно определить десяток апертур и по ним построить составной спектр фона неба, как было определено в настоящей статье в разделе по учету фона неба. С другой стороны, скопление галактик — это компактное образование, которое ограничено в среднем размером области 1 Мпк, а также в ви-



**Рис. 12.** Красная последовательность в области скопления s10301.6 + 0156 и спектрально идентифицированные эллиптические галактики скопления (отмечены кружочками).



**Рис. 13.** Общее число галактик, определенное по красной последовательности, скопления s10301.6 + 0156 в зависимости от разности между заданным блеском и блеском VCG.

димой нами проекции галактики распределены по обеим координатам. Следовательно, общее число галактик в одной маске будет вдвое меньше общего числа. Либо посредством двух масок можно покрыть значительную часть кандидатов. Начиная с  $z < 0.1$ , угловой размер 1 Мпк более  $10'$ , и может быть использовано все поле матрицы. Общее число галактик в этом случае составляет около 100 кандидатов. Для скоплений с  $z > 0.3$  угловой размер скопления уменьшается до 2 угл. мин и общее число галактик ниже установленного нами предела для РТТ-150 ( $m_r \leq 20.0$ ) ограничивается 30 кандидатами. Таким образом, можно заключить, что в случае массивных скоплений галактик на красных смещениях  $z < 0.3$ , по данным наблюдений РТТ-150, выполненных с использованием только одной

маски, возможно провести высокоточные измерения красных смещений от 15 до 50 галактик.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлен пример одновременного спектроскопического измерения красных смещений большого числа галактик в скоплении методом многообъектной спектроскопии. Получены измерения красных смещений галактик скопления 0301.6 + 0156, расположенного на  $z = 0.17057 \pm 0.0004$ , обнаруженного ранее по наблюдению сигнала Сюняева–Зельдовича в обзоре всего неба обсерватории им. Планка (Буренин, 2017).

С помощью спектрографа среднего и низкого разрешения ТФОСК, на 1.5-м Российско-Турецком Телескопе (РТТ-150), используя многообъектные маски поля, в одном наблюдении с экспозицией 3 ч получены спектры 16 галактик скопления, 9 из которых определены как эллиптические, и для них произведены высококачественные измерения красных смещений. Еще 4 определены как спиральные галактики, 2 объекта из-за недостаточно накопленного сигнала отождествить не удалось, а один спектр оказался зашумлен линиями неба от соседнего отверстия.

Показано, что при помощи спектрографа ТФОСК с использованием многообъектных масок в одном наблюдении можно измерять красные смещения галактик с величинами до  $m_r = 20.0$ . В поле размером около  $11' \times 11'$ , в зависимости от богатства и расстояния до скопления, общее число одновременных спектральных измерений может составить от 15 до 50 галактик для скоплений на  $z < 0.3$ . Такие измерения могут потребоваться в будущем для уточнения красных смещений скоплений, а также для оценок их масс динамическим способом.

Авторы благодарят ТЮБИТАК, ИКИ, КФУ и АН РТ за частичную поддержку в использовании РТТ150 (Российско-Турецкий 1.5-м телескоп в Анталии). Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 18-22-00520. Работа С. Мельникова выполнена частично за счет средств субсидии 3.6714.2017/8.9, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алам и др. (S. Alam, F.D. Albareti, C.A. Prieto, F. Anders, S.F. Anderson, T. Anderton, B.H. Andrews, E. Armengaud, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **219**, 12 (2015).
2. Аслан и др., Письма в Астрон. журн. **27**, 464 (2001). [Z. Aslan, I.F. Bikmaev, E.A. Vitrichenko, R.I. Gumerov, L.A. Dembo, S.F. Kamus, V. Keskin, U. Kiziloglu, et al., *Astron. Lett.* **27**, 398 (2001)].

3. Афанасьев В.Л., Моисеев А.В. Письма в Астрон. журн. **31**, 214 (2005). [V.L. Afanasiev, A.V. Moiseev, *Astron. Lett.* **31**, 194 (2005)].
4. Берто и др. (J.L. Bertaux, R. Lallement, S. Ferron, C. Boonne, and R. Bodichon, et al.), *Astron. Astrophys.* **564**, A46 (2014).
5. Боргани и др. (S. Borgani, P. Rosati, P. Tozzi, S.A. Stanford, P.R. Eisenhardt, C. Lidman, B. Holden, R.D. Ceca, et al.), *Astrophys. J.* **561**, 13 (2001).
6. Буренин и др. [R.A. Burenin, A. Vikhlinin, A. Hornstrup, H. Ebeling, H. Quintana, A. Mescheryakov] *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **172**, 561 (2007).
7. Буренин Р.А., Вихлинин А.А. Письма в Астрон. журн. **38**, 395 (2012). [R.A. Burenin, A.A. Vikhlinin, *Astron. Lett.* **38**, 395].
8. Буренин Р.А. Письма в Астрон. журн. **43**, 559 (2017). [R. A. Burenin, *Astron. Lett.* **43**, 507 (2017)].
9. Буренин Р.А., Бикмаев И.Ф., Хамитов И.М., Зазнобин И.А., Хорунжев Г.А., Еселевич М.В., Афанасьев В.Л., Додонов С.Н. и др. Письма в Астрон. журн. **44**, 297 (2018). [R.A. Burenin et al., *Astron. Lett.* **44**, 297 (2018)].
10. Вихлинин и др. (A. Vikhlinin, A. Voevodkin, C.R. Mullis, L. van Speybroeck, H. Quintana, B.R. McNamara, I. Gioia, A. Hornstrup, et al.), *Astrophys. J.* **590**, 15 (2003).
11. Вихлинин и др. (A. Vikhlinin, A.V. Kravtsov, R.A. Burenin, H. Ebeling, W.R. Forman, A. Hornstrup, C. Jones, S.S. Murray, et al.), *Astrophys. J.* **692**, 1060 (2009).
12. А.А. Вихлинин, А.В. Кравцов, М.Л. Маркевич, Р.А. Сюняев, Е.М. Чуразов, *Успехи физических наук* **57**, 317 (2014).
13. 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)].
14. Джабвала и др. (M.D. Jhabvala, D. Franz, T. King, G. Kletetschka, A.S. Kutyrer, M.J. Li, S.E. Meyer, S. Moseley, et al.), *Proc. SPIE* **6959**, 17 (2008).
15. Зазнобин И.А., Буренин Р.А., Бикмаев И.Ф., Хамитов И.М., Хорунжев Г.А., Коноплев В.В., Еселевич М.В., Афанасьев В.Л. и др., Письма в Астрон. журн. **45**, 2 (2019) [Zaznobin et al., *Astron. Lett.* **45**, 2 (2019)].
16. Капассо и др. (R. Capasso, J.J. Mohr, A. Saro, A. Biviano, N. Clerc, A. Finoguenov, S. Grandis, C. Collins, et al.), *MNRAS* **486**, 1594 (2019).
17. Манц и др. (A. Mantz, S.W. Allen, D. Rapetti, and H. Ebeling), *MNRAS* **406**, 1759 (2010).
18. Олд и др. (L. Old, R.A. Skibba, F.R. Pearce, D. Croton, S.I. Muldrew, J.C. Muñoz-Cuarteras, D. Gifford, M.E. Gray, et al.), *MNRAS* **441**, 1513 (2014).
19. Пьер и др. (M. Pierre, F. Pacaud, J.B. Juin, J.B. Melin, P. Valageas, N. Clerc and P.S. Corasaniti, et al.), *MNRAS* **414**, 1732 (2011).
20. Розо и др. (E. Rozo, R.H. Wechsler, E.S. Rykoff, J.T. Annis, M.R. Becker, A.E. Evrard, J.A. Frieman, S.M. Hansen, et al.), *Astrophys. J.* **708**, 645 (2010).
21. Саро и др. (A. Saro, J.J. Mohr, G. Bazin, and K. Dolag), *Astrophys. J.* **772**, 17 (2013).
22. Сообщество Планка (Planck 2013 Results XXIX: P.A.R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, et al.), *Astron. Astrophys.* **571**, A29 (2014a); arXiv:1303.5089.
23. Сообщество Планка (Planck 2013 Results XX: P.A.R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, et al.), *Astron. Astrophys.* **571**, A20 (2014b).
24. Сообщество Планка (Planck Intermediate Results XXVI: P.A.R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, et al.), *Astron. Astrophys.* **582**, A29 (2015a); arXiv:1407.6663.
25. Сообщество Планка (Planck 2013 Results XXXII: P.A.R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, et al.), *Astron. Astrophys.* **581**, A14 (2015b); arXiv:1502.00543.
26. Сообщество Планка (Planck Intermediate Results XXXVI: P.A.R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, et al.), *Astron. Astrophys.* **586**, A139 (2016a); arXiv:1504.04583.
27. Сообщество Планка (Planck 2015 Results XXVII: P.A.R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, et al.), *Astron. Astrophys.* **594**, A27 (2016b); arXiv:1502.01598.
28. Сообщество Планка (Planck 2015 Results XXIV: P.A.R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, et al.), *Astron. Astrophys.* **594**, A24 (2016в); arXiv:1502.01597.
29. Сюняев и Зельдович (R.A. Sunyaev and Ya.V. Zeldovich), *Comm. Astrophys. Sp. Phys.* **4**, 173 (1972).
30. Хо и др. (M. Ho, M.M. Rau, M. Ntampaka, A. Farahi, H. Trac and B. Póczos, et al.), *Astrophys. J.* in press (2019); arXiv:1902.05950.
31. Хорди (C. Jordi), *Astrophys. Space Sci.* **263**, 369 (1998).
32. Шлегель и др. (D.J. Schlegel, D.P. Finkbeiner, M. Davis), *Astrophys. J.* **500**, 525 (1998).



## О МЕХАНИЗМЕ ЛИНДЕН-БЕЛЛА ОБРАЗОВАНИЯ БАРОВ В ГАЛАКТИЧЕСКИХ ДИСКАХ

© 2020 г. Е. В. Поляченко<sup>1\*</sup>, И. Г. Шухман<sup>2\*\*</sup>

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

<sup>2</sup>Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

Поступила в редакцию 27.09.2019 г.

После доработки 13.11.2019 г.; принята к публикации 18.11.2019 г.

Один из возможных механизмов образования баров в дисках галактик был предложен Линден-Беллом (1979). В его основе лежит предполагаемое усиление слабого затравочного овального возмущения поверхностной плотности звезд в центральных областях галактики за счет выстраивания больших осей прецессирующих эллиптических орбит. Согласно его качественным рассуждениям, выстраивание орбит вдоль возмущения имеет место, если угловая скорость прецессии убывает с уменьшением углового момента при постоянном значении адиабатического инварианта. Используя строгий подход, основанный на нахождении устойчивых стационарных точек системы, мы показываем, что данное условие не является единственным, определяющим ориентацию выстраивания орбит. Существенными оказываются также направление прецессии орбиты в невозмущенном потенциале и скорость убывания амплитуды потенциала бара с радиусом. В некоторых случаях последние даже могут быть более важными.

*Ключевые слова:* звездные системы, звездная динамика.

DOI: 10.31857/S0320010819120052

### ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о механизмах образования и поддержания баров в центральных областях дисковых галактик является одним из ключевых вопросов динамики галактик. Сейчас считается общепринятым, что большинство из них является результатом развития неустойчивости бар-моды аксиально симметричного диска (Поляченко, Фридман, 1976; Бинни, Тримейн 2008; Селвуд, Уилкинсон, 1993). Это может быть справедливо также для галактик, имеющих в центре классический балдж (Поляченко и др., 2016). Однако данный механизм не является единственным из возможных.

Альтернативный и очень изящный подход к образованию баров был предложен Линден-Беллом (1979), который не опирается на представление о неустойчивости, возникающей в самосогласованной системе. Пусть имеется случайное нарушение аксиальной симметрии или внешний затравочный овальный потенциал. Если угловая скорость прецессии  $\Omega_{\text{пр}}$  звездной орбиты в системе отсчета, вращающейся со скоростью овального возмущения

потенциала  $\Omega_r$ , мала по сравнению с орбитальной угловой скоростью звезды,  $\Omega$ ,

$$\frac{|\Omega_{\text{пр}}|}{\Omega} \ll 1, \quad (1)$$

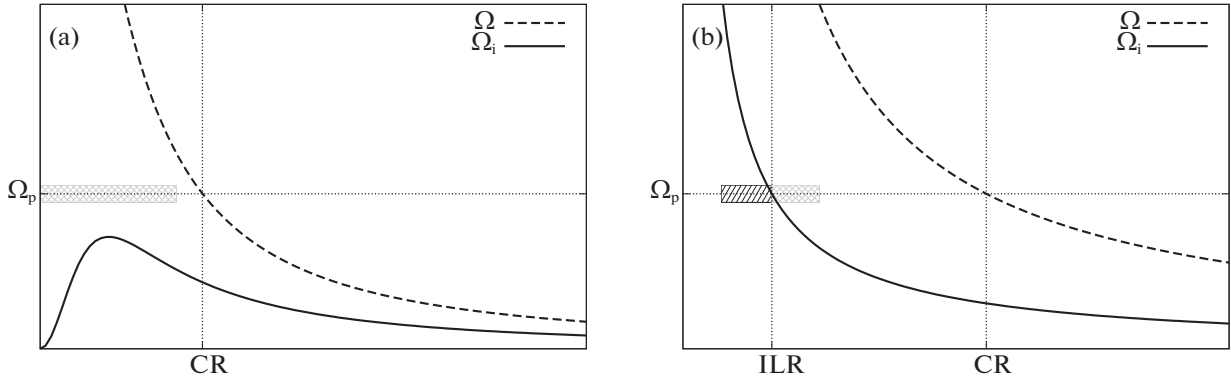
то звезда чувствует потенциал, усредненный по орбите. Для такой орбиты в неаксиально-симметричном потенциале угловой момент  $L$  и радиальное действие звезды  $I$  не сохраняются, но сохраняется адиабатический инвариант  $J_f = L/2 + I$ . Линден-Белл обратил внимание, что если скорость прецессии орбиты  $\Omega_{\text{пр}}$  уменьшается при уменьшении углового момента при фиксированном  $J_f$ , то большие оси эллипсов прецессирующих орбит могут оказаться *запертыми* в потенциале возмущения, тем самым его усиливая и формируя бар. В случае же, когда скорость прецессии растет с уменьшением углового момента, большие оси орбит будут стремиться выстроиться поперек возмущения, и тогда ожидать образования бара нельзя.

Ключевую роль в поддержании бара в механизме Линден-Белла играет знак производной угловой скорости прецессии по угловому моменту при фиксированном значении адиабатического инварианта  $J_f$ , т.е.  $[\partial\Omega_{\text{пр}}(L, I)/\partial L]_{J_f}$ . Эта величина получила в литературе название линден-белловской (ЛБ)

\* Электронный адрес: epolyach@inasan.ru

\*\* Электронный адрес: shukhman@iszf.irk.ru





**Рис. 1.** Кривая вращения  $\Omega(R)$  и кривая  $\Omega_i(R)$  для моделей с несингулярным (а) и сингулярным (б) потенциалами в центре. Штриховые полосы показывают область применимости подхода, основанного на усреднении движения звезды по орбите.

производной, и она широко используется не только в литературе по динамике дисков, но и при обсуждении механизмов неустойчивости радиальных орбит (НРО) в сферических системах [см., например, дискуссию в статьях Поляченко, Поляченко и Шухмана (2015а) и Поляченко и Шухмана (2015b) и цитированные там работы]. Следует отметить, однако, что положительный знак ЛБ-производной в дисковых галактиках встречается довольно редко. Гораздо чаще имеет место противоположная ситуация, когда эта производная отрицательна. Поэтому орбиты с отрицательной ЛБ-производной называют *нормальными*, а с положительной ЛБ-производной — *аномальными*<sup>1</sup>. Подчеркнем, что важность роли ЛБ-производной скорости прецессии жестко связана с условием (1), означающим медленность скорости прецессии в системе бара по сравнению с динамической частотой звезды. Однако такое условие может выполняться не всегда. Есть два очевидных случая, когда оно может быть выполнено.

Первый — когда угловая скорость вращения  $\Omega(R)$  соответствует несингулярным в центре распределениям потенциала. В этом случае профиль

<sup>1</sup> В этом, кстати, отличие почти круговых орбит в дисках от почти радиальных орбит в сферических звездных системах, которые в основном являются аномальными. Аномальность почти радиальных орбит в сферических системах породила гипотезу, впервые сформулированную Мерриттом (1987), а затем поддержанную рядом других авторов (Вайнберг, 1991, Саха, 1991; Палмер, 1994), что НРО имеет ту же природу, что и линден-белловский механизм выстраивания орбит вдоль бара в дисках. В работе Поляченко и Шухмана (2015b) показано, что справедливость такой гипотезы верна лишь отчасти, а именно только для некоторого класса функций распределения звезд, для которых НРО достаточно медленная по сравнению с характерным динамическим временем  $T_{\text{дин}} \sim (GM/R^3)^{-1/2}$ . В противном случае представление об орбите как отдельном объекте, которое эксплуатируется в этой гипотезе, становится неоправданным.

кривой  $\Omega_i(R) \equiv \Omega(R) - \frac{1}{2}\varkappa(R)$ , где  $\varkappa$  — эциклическая частота, определяющей скорость прецессии почти круговых орбит в системе бара

$$\Omega_{\text{пр}} = \Omega_i - \Omega_p, \quad (2)$$

имеет невысокий максимум.

На рис. 1а показаны типичные кривые для угловой скорости  $\Omega(R)$  и кривая  $\Omega_i(R)$  для несингулярных моделей.

Если  $\max\{\Omega_i(R)\} \ll \Omega(R)$ , то при  $\Omega_p \gtrsim \max\Omega_i$ , условие (1) будет выполнено. В этом случае адиабатический подход действительно оправдан в широкой области по радиусу (почти до радиуса коротации), то есть можно работать с усредненным вдоль орбиты потенциалом и считать, что сохраняется адиабатический инвариант  $J_f$ . Для примера потенциала с аномальными орбитами Линден-Белл (1979) использовал изохронный потенциал:  $\Phi_0(r) = -GM/[b + \sqrt{r^2 + b^2}]$ . Согласно его расчетам, для этой модели  $\max\{\Omega_i\} \approx 0.05(GM/b^3)^{1/2}$  и достигается при  $R \approx 1.5b$  (угловая скорость на этом радиусе  $\Omega \approx 0.3(GM/b^3)^{1/2} \gg \max\{\Omega_i\}$ ), а область, в которой почти круговые орбиты ведут себя аномально, простирается примерно до  $R = 4b$ . В этой области все орбиты могут выстроиться вдоль возмущения, вращающегося с угловой скоростью  $\Omega_p \gtrsim 0.05(GM/b^3)^{1/2}$ .

Второй случай, для которого адиабатический подход оправдан, это область вблизи внутреннего линдбладовского резонанса (ILR),  $R = R_L$ , где скорость прецессии в системе бара, равна нулю,  $\Omega_{\text{пр}}(R_L) = 0$ . Почти круговые орбиты, радиус ведущего центра которых,  $R$ , равен  $R_L$  представляют собой слабо эксцентричные 2:1 эллипсы, покоящиеся в системе бара. Орбиты, с радиусом ведущего центра, слегка отличающегося от  $R_L$ , прецессируют со скоростью

$$\Omega_{\text{пр}}(R) \approx \Omega'_i(R_L)(R - R_L).$$

Поскольку для моделей с сингулярным потенциалом (см. рис. 1b)  $\Omega_i$  везде убывает с радиусом,  $d\Omega_{\text{пр}}/dR < 0$ , прецессия орбит в области снаружи от ILR ( $R > R_L$ ) является ретроградной (вращение орбиты в системе бара в сторону, противоположную вращению самой звезды по орбите в покоящейся системе отсчета), а в области внутри ILR ( $R < R_L$ ) — прямой, т.е. в сторону вращения звезды по орбите. Ниже мы увидим, что наряду с ЛБ-производной скорости прецессии, решающее значение для установления направления выстраивания орбит имеет знак прецессии, определяющий направление прецессии орбит в невозмущенном потенциале.

Ниже для удобства будем обозначать модели и кривые  $\Omega_i(R)$ , подобные изображенным на рис. 1a, типом I, а подобные изображенным на рис. 1b, типом II.

Цель предлагаемой статьи — детально проанализировать качественные рассуждения, касающиеся важности ЛБ-производной скорости прецессии для нахождения ориентации больших осей эллипсов запертых орбит. Для этого мы найдем устойчивые стационарные точки гамильтониана Якоби на фазовой плоскости переменных  $(I, \phi)$  при фиксированном  $J_f$ , где  $\phi$  — угол, характеризующий ориентацию эллипса, и выясним, при каких условиях этот угол соответствует выстраиванию орбит вдоль, а при каких — поперек бара. Мы рассмотрим оба упомянутых выше вида потенциала при выполнении условий применимости усреднения потенциала по орбите и покажем, что хотя для типа I характерно выстраивание аномальных орбит вдоль бара, главной причиной этого является не положительный знак ЛБ-производной, а ретроградность прецессии в системе бара, которая имеет место для достаточно быстрых баров,  $\Omega_p \gtrsim \max\{\Omega_i\}$ . То же касается и моделей типа II. Орбиты снаружи от ILR благодаря ретроградности прецессии в этой области, выстраиваются вдоль бара, а внутри ILR — перпендикулярно бару. Знак ЛБ-производной играет второстепенную роль, так что даже нормальная орбита может оказаться ориентированной вдоль бара. Мы покажем также, что если скорость убывания на периферию амплитуды потенциала бара достаточно велика, это может привести к изменению полученных результатов, касающихся ориентации орбит, на противоположные (ориентация вдоль бара поменяется на ориентацию поперек бара и наоборот при тех же знаках прецессии и ЛБ-производной скорости прецессии).

## ГАМИЛЬТониАН ЯКОБИ И УСРЕДНЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА

Пусть на фоне равновесного аксиально-симметричного потенциала диска  $\Phi_0(r)$  имеется слабое овальное возмущение потенциала  $\delta\Phi$ , вращающееся с угловой скоростью  $\Omega_p$ , которое в этой системе отсчета имеет вид

$$\delta\Phi(r, \varphi) = A(r) \cos(2\varphi). \quad (3)$$

Будем считать, что  $A < 0$ . Тогда впадины потенциала вытянуты вдоль оси  $OX$ , а гребни — вдоль оси  $OY$ . Соответственно большая ось овального возмущения поверхностной плотности  $\sigma$  (то есть, бара, порождающего этот потенциал), ориентирована вдоль оси  $OX$ .

Исследуем орбиты звезд, близких к круговым, в потенциале  $\Phi(r, \varphi) = \Phi_0(r) + \delta\Phi(r, \varphi)$ . Поскольку потенциал стационарен в системе отсчета бара, при движении звезды сохраняется интеграл Якоби

$$H_J(L, I, r, \phi) = H_0(L, I) + \delta\Phi(r, \phi), \quad (4)$$

где  $H_0$  — невозмущенный гамильтониан, записанный в системе отсчета, вращающейся со скоростью  $\Omega_p$ , который в эпитциклическом приближении ( $I \ll \ll L$ ) имеет вид

$$H_0(L, I) = \frac{1}{2}\Omega^2(R)R^2 + \Phi_0(R) + \varkappa(R)I + \beta(R)I^2 - \Omega_p L. \quad (5)$$

Здесь

$$R = R(L), \quad L = L(R) = \Omega^2(R)R,$$

$$\Omega^2(R) = \frac{1}{R} \frac{d\Phi_0(R)}{dR},$$

$$\varkappa(R) = \left( 4\Omega^2 + R \frac{d\Omega^2}{dR} \right)^{1/2},$$

$R$  — радиус ведущего центра. Далее в зависимости от удобства, мы будем в качестве независимой переменной использовать либо угловой момент  $L$ , либо  $R$ . Малое слагаемое  $\beta(R)I^2$ , соответствующее пост-эпитциклическому приближению, включено в гамильтониан для того, чтобы можно было учесть с одинаковой точностью зависимость от  $I$  радиальной  $\Omega_1(L, I)$  и азимутальной  $\Omega_2(L, I)$  частот, отвечающих переменным действия  $I_1 \equiv I$  и  $I_2 \equiv L$  соответственно:

$$\Omega_1(L, I) = \frac{\partial H_0(L, I)}{\partial I} = \varkappa + 2\beta I + \mathcal{O}(I^2), \quad (6)$$

$$\Omega_2(L, I) = \frac{\partial H_0(L, I)}{\partial L} = \Omega - \Omega_p + \frac{d\varkappa}{dL} I + \mathcal{O}(I^2).$$

Явный вид  $\beta$  можно получить, пользуясь вычислениями, приведенными, например, в работах Шу (1969), Марка (1976) или Бертина (2014):

$$\beta = \frac{1}{8R^2} \left( 3q - \frac{1}{3}q^2 + \frac{1}{2}R \frac{dq}{dR} \right), \quad (7)$$

$$q = \frac{d \ln(\varkappa^2)}{d \ln R}.$$

В дальнейшем будем считать, что условие (1) выполнено. Это означает возможность усреднить потенциал  $\delta\Phi$  по быстрому движению:

$$V(L, J_f, \phi) = \quad (8)$$

$$= \frac{1}{2\pi} \oint \delta\Phi(r(L, J_f, w_1), \varphi(L, J_f, w_1, \phi)) dw_1,$$

где мы, аналогично Поляченко (2004, 2005), ввели вместо переменных действия  $I_1 = (2\pi)^{-1} \oint \dot{r} dr$  и  $I_2 = L$ , и соответствующих им угловых переменных  $w_1$  и  $w_2$ , новые переменные действие-угол, а именно, угловые переменные

$$w_1, \phi = w_2 - \frac{1}{2}w_1, \quad (9)$$

которые являются сопряженными переменным действия  $J_f (= \frac{1}{2}L + I)$  и  $L$  соответственно. Смысл введения этих переменных в том, что таким образом отделяется быстрое орбитальное движение,  $w_1$ , от медленного прецессионного,  $\phi$ . Действительно,

$$\frac{dw_1}{dt} = \Omega_1, \quad \frac{d\phi}{dt} = (\Omega_2 - \Omega_p) - \frac{1}{2}\Omega_1 \ll \Omega_1.$$

Величина  $d\phi/dt$  представляет собой (малую) скорость прецессии орбиты в невозмущенном потенциале во вращающейся системе отсчета или, что то же самое, скорость изменения угла ориентации большой оси эллиптической орбиты  $\phi$ .

Используя эпициклическую связь между переменными в реальном пространстве  $(r, \varphi)$  и переменными в пространстве действие-угол (см., например, Бинни, Тримейн, 2008)

$$r = R - \rho \cos w_1, \quad \varphi = w_2 + \frac{2\Omega}{\kappa} \frac{\rho}{R} \sin w_1, \quad (10)$$

найдем явный вид усредненного вдоль орбиты потенциала:

$$V = B(L, J_f) \cos(2\phi), \quad (11)$$

где

$$B(L, J_f) = -\frac{A(R)}{2} \left( \frac{\rho}{R} \right) \left( \frac{R}{A} \frac{dA}{dR} + \frac{4\Omega}{\varkappa} \right), \quad (12)$$

$\rho = \sqrt{2I/\varkappa}$  — размер эпицикла. Если абсолютная величина амплитуды потенциала бара убывает с радиусом не слишком быстро, так что

$$\left| \frac{d \ln |A|}{d \ln R} \right| < \frac{4\Omega}{\varkappa},$$

то знак амплитуды усредненного потенциала  $B$  положителен,  $B > 0$ :

$$B(L, J_f) \approx -A(R) \left[ \sqrt{\frac{2I}{\varkappa R^2}} \frac{2\Omega}{\varkappa} \right] \equiv \quad (13)$$

$$\equiv b(R)I^{1/2} > 0,$$

в отличие от знака амплитуды  $A$ . Здесь  $I = I(J_f, L) = J_f - \frac{1}{2}L$ . В результате мы получаем усредненный потенциал Якоби

$$\begin{aligned} \bar{H}_J(L, I(L, J_f), \phi) &= \quad (14) \\ &= H_0(L, I) + B(L, I) \cos(2\phi). \end{aligned}$$

Согласно (10), направлению большой оси орбиты отвечает значение  $w_1 = \pi$ , и из (9) видно, что соответствующее значение угловой переменной  $\phi$  сдвинуто относительно азимута апоцентра  $\varphi$  на  $\pi/2$ . Поэтому положению апоцентров орбиты на оси  $OX$ , т.е. вдоль бара, отвечают значения  $\phi = \frac{1}{2}\pi; \frac{3}{2}\pi$ . В следующем разделе мы исследуем стационарные точки гамильтониана и найдем возможные стационарные ориентации орбит. Положение стационарных точек зависит, в том числе, от знака величины  $B$ .

### СТАЦИОНАРНЫЕ ТОЧКИ ГАМИЛЬТониАНА ЯКОБИ

Стационарные точки определяются из условия

$$\begin{aligned} \left[ \frac{\partial \bar{H}_J(L, I, \phi)}{\partial L} \right]_{J_f} &= 0, \quad (15) \\ \frac{\partial \bar{H}_J(L, I, \phi)}{\partial \phi} &= 0, \end{aligned}$$

что дает

$$\begin{aligned} \Omega_{\text{pr}}(L, I) + \left( \frac{\partial B}{\partial L} \right)_{J_f} \cos 2\phi &= 0, \quad (16) \\ \sin(2\phi) &= 0, \end{aligned}$$

где

$$\Omega_{\text{pr}}(L, I) = \Omega_2(L, I) - \Omega_p - \frac{1}{2}\Omega_1(L, I). \quad (17)$$

Учитывая, что  $(\partial/\partial L)_{J_f} = (\partial/\partial L)_I - \frac{1}{2}(\partial/\partial I)_L$ , и что для орбит, близких к круговым,  $(\partial/\partial L)_I \ll \ll (\partial/\partial I)_L$ , запишем условия (16) в виде

$$\Omega_{\text{pr}}(L, I) = \pm \frac{1}{4}I^{-1/2}b(L); \quad (18)$$

$$\phi = 0; \pi; \quad \phi = \frac{1}{2}\pi; \frac{3}{2}\pi. \quad (19)$$

Верхний знак, (+), в правой части (18) соответствует случаю  $\phi = 0; \pi$ , т.е., как мы установили выше, выстраиванию орбиты перпендикулярно бару, а нижний знак, (−), соответствует случаю  $\phi = \frac{1}{2}\pi; \frac{3}{2}\pi$ , т.е. выстраиванию орбиты вдоль бара. Дальнейшая задача состоит в том, чтобы выяснить, при каких условиях реализуется тот или иной из этих двух случаев. Рассмотрим модели I и II по отдельности.

Стационарные точки для моделей типа I

Имеем из (6) для скорости прецессии в невозмущенном потенциале в системе бара:

$$\begin{aligned} \Omega_{\text{pr}} &\equiv \Omega_2 - \Omega_p - \frac{1}{2}\Omega_1 = & (20) \\ &= \left[ \Omega(L) + \frac{d\chi}{dL}I - \Omega_p \right] - \\ &\quad - \left[ \frac{1}{2}\chi(L) + \beta(L)I \right], \end{aligned}$$

или

$$\Omega_{\text{pr}} = \Omega_{\text{pr}}^{(0)}(L) + \mu(L)I, \quad (21)$$

где введены новые обозначения  $\Omega_{\text{pr}}^{(0)}(L) \equiv \Omega_i(L) - \Omega_p = [\Omega(L) - \Omega_p] - \frac{1}{2}\chi(L)$  для скорости прецессии в системе бара в пределе  $I \rightarrow 0$  и величина  $\mu(L) \equiv d\chi/dL - \beta$ .

Для слабо-эллиптических орбит с ведущим центром в окрестности некоего радиуса  $R = R_0$  (с соответствующим угловым моментом  $L = L_0 = \Omega(R_0)R_0^2$ ) имеем

$$\begin{aligned} \Omega_{\text{pr}}(L, I) &\approx \Omega_{\text{pr}}^{(0)}(L_0) + & (22) \\ &+ \left( \frac{d\Omega_{\text{pr}}^{(0)}}{dL} \right)_{L_0} \Delta L + \mu(L_0)I, \\ \Delta L &= L - L_0. \end{aligned}$$

Вместо адиабатического интеграла  $J_f$  удобно ввести его “усеченный” вариант:

$$\mathcal{J}_f \equiv I + \frac{1}{2}\Delta L = J_f - \frac{1}{2}L_0,$$

полагая, что  $\Delta L$  и  $I$  — величины одного порядка. Подставляя вместо  $\Delta L$  его выражение через  $\mathcal{J}_f$  и  $I$ , найдем:

$$\begin{aligned} \Omega_{\text{pr}}(L, I) &\approx \Omega_{\text{pr}}^{(0)}(L_0) + \\ &+ 2 \left( \frac{d\Omega_{\text{pr}}^{(0)}}{dL} \right)_{L_0} (\mathcal{J}_f - I) + \mu(L_0)I, \end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned} \Omega_{\text{pr}}(L, I) &\approx \Omega_{\text{pr}}^{(0)}(L_0 + 2\mathcal{J}_f) - & (23) \\ &- 2 \left[ \left( \frac{d\Omega_{\text{pr}}^{(0)}}{dL} \right)_{L_0} - \frac{1}{2}\mu(L_0) \right] I = \\ &= \Omega_{\text{pr}}^{(0)}(L_0 + 2\mathcal{J}_f) - 2\mathcal{P}I. \end{aligned}$$

Из (21), легко видеть, что величина

$$\mathcal{P} = \left( \frac{d\Omega_{\text{pr}}^{(0)}}{dL} \right)_{L_0} - \frac{1}{2}\mu(L_0)$$

есть не что иное, как ЛБ-производная скорости прецессии в пределе малых  $I$ . Таким образом, уравнение для стационарных точек (18) приобретает вид

$$\mathcal{Q}I^{1/2} - 2\mathcal{P}I^{3/2} = \pm \frac{1}{4}b, \quad (24)$$

где  $\mathcal{Q} = \Omega_{\text{pr}}^{(0)}(L_0 + 2\mathcal{J}_f)$  — скорость прецессии орбиты в невозмущенном потенциале в системе бара и пределе  $I \rightarrow 0$ , с радиусом ведущего центра, соответствующим угловому моменту  $L_0 + 2\mathcal{J}_f$ . Для моделей типа I в случае, когда  $\Omega_p \gtrsim \max\{\Omega(R) - \frac{1}{2}\chi(R)\}$ , величина  $\mathcal{Q}$  везде отрицательна, т.е. прецессия всегда ретроградная. Однако, знак  $\mathcal{P}$  может быть как положительным (аномальная орбита), так и отрицательным (нормальная орбита).

Заметим, что усредненный гамильтониан Якоби  $\overline{\mathcal{H}}_J$  в переменных  $(I, \phi)$  при фиксированном  $\mathcal{J}_f$  (в котором опущен постоянный вклад, зависящий только от  $\mathcal{J}_f$  и  $L_0$ ) можно представить в виде<sup>2</sup>:

$$\mathcal{H}_J = -2\mathcal{Q}I + 2\mathcal{P}I^2 + bI^{1/2} \cos(2\phi). \quad (25)$$

Проанализируем решения уравнения (24). Имеем  $f(I^{1/2}) = \pm \frac{1}{4}b$ , где

$$f(z) = \mathcal{Q}z - 2\mathcal{P}z^3. \quad (26)$$

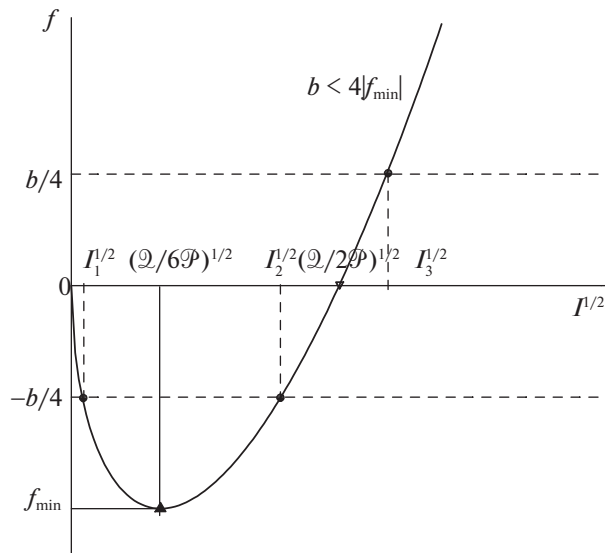
Положение стационарных точек зависит от относительных знаков  $\mathcal{Q}$  и  $\mathcal{P}$ .

(i). В случае  $\mathcal{Q} < 0, \mathcal{P} < 0$  кривая  $f(I^{1/2})$  имеет отрицательный минимум при  $I^{1/2} = \sqrt{\frac{1}{6}\mathcal{Q}/\mathcal{P}}$ , равный

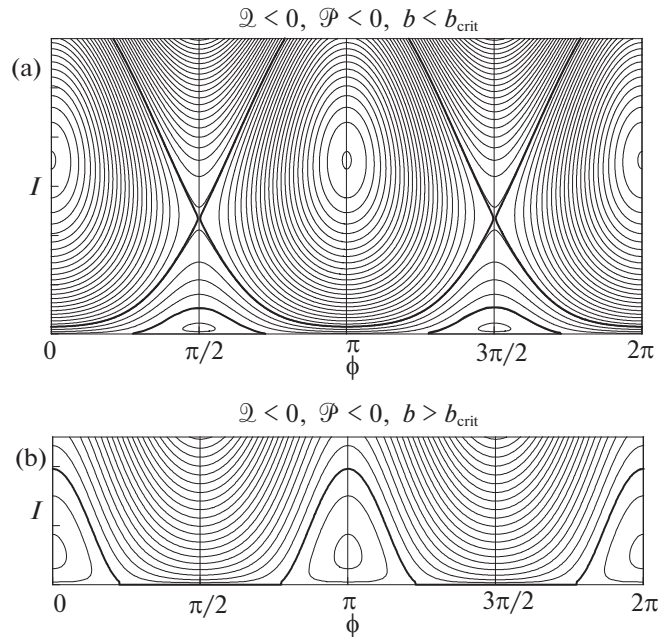
$$f_{\text{min}} = \frac{2\mathcal{Q}}{3} \left( \frac{\mathcal{Q}}{6\mathcal{P}} \right)^{1/2} < 0.$$

В этом случае возможны либо одна, либо три стационарных точки в зависимости от величины амплитуды  $b$  (пока считаем ее положительной). При  $b < b_{\text{crit}} \equiv 4|f_{\text{min}}|$  имеем три стационарные точки:

<sup>2</sup> Запись гамильтониана в виде (25) означает, что мы принимаем следующий скейлинг малых величин по отношению к малой амплитуде потенциала бара  $A$ , которую мы полагаем величиной порядка  $\varepsilon \ll 1$ :  $b = \mathcal{O}(\varepsilon)$ ,  $I^{1/2} = \mathcal{O}(\varepsilon^{1/3})$ ,  $\mathcal{Q} \equiv \Omega_{\text{pr}} = \mathcal{O}(\varepsilon^{2/3})$ ,  $\mathcal{P} \equiv (\partial\Omega_{\text{pr}}/\partial L)_{J_f} = \mathcal{O}(1)$ ,  $\mathcal{J}_f = \mathcal{O}(I) = \mathcal{O}(\Delta L) = \mathcal{O}(\varepsilon^{2/3})$ , так что  $\mathcal{H}_J = \mathcal{O}(\varepsilon^{4/3}) + \dots$ , где многоточие означает вклады более высокого порядка по  $\varepsilon$ . Выбранное упорядочение позволяет избежать необходимости учета более высоких порядков эпитциклического приближения (выше, чем  $\mathcal{O}(I^{1/2})$ ) при вычислении невозмущенных орбит и усредненного потенциала бара  $V(L, I, \phi)$ , что привело бы к гораздо более громоздким вычислениям и формулам (см., например, работу Контопулоса (1975), в которой рассчитаны траектории орбит вблизи внутреннего линдбладовского резонанса для случая возмущающего потенциала в виде спирали).



**Рис. 2.** Функция  $f(I^{1/2})$  для случая  $\mathcal{Q} < 0, \mathcal{P} < 0$  и  $b < 4|f_{\min}|$ . Здесь возможны 3 стационарные точки: две для знака  $-$  и одна для знака  $+$  в правой части (24). Из них устойчивыми являются только две,  $I_1$  и  $I_3$ . Первая из них дает ориентацию вдоль бара, вторая — поперек бара. Точка  $I_2$  соответствует седловой точке гамильтониана и является неустойчивой. При  $b > 4|f_{\min}| = b_{\text{crit}}$  возможна только одна стационарная точка, соответствующая знаку  $+$  (в области  $f > 0$ ). Она устойчива и дает ориентацию поперек бара.



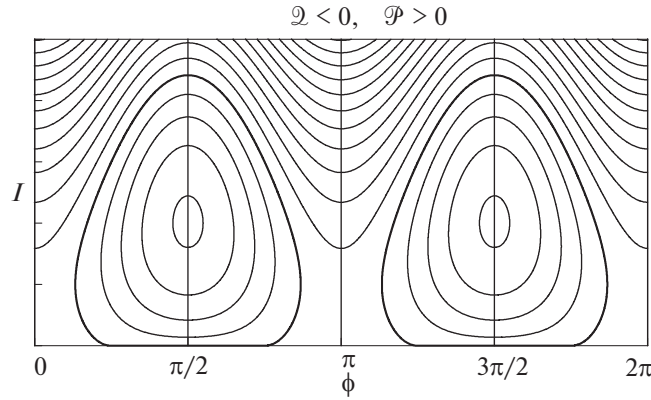
**Рис. 3.** Изолинии гамильтониана Якоби  $\mathcal{H}_J(I, \phi)$  (25) для кривых вращения типа I для случая нормальных орбит, ЛБ-производная скорости прецессии отрицательна,  $\mathcal{P} < 0$ . (a) —  $b < b_{\text{crit}}$ , (b) —  $b > b_{\text{crit}}$ .

$I_1 < I_2 < I_3$ , причем, две из них,  $I_1$  и  $I_2$ , соответствуют выбору знака минус в правой части (24), а третья,  $I_3$  соответствует выбору знака плюс. На рис. 2 показано взаимное расположение точек в случае  $b < b_{\text{crit}}$ .

При  $b > b_{\text{crit}}$  есть только одна стационарная точка, соответствующая знаку плюс.

На рис. 3а показаны фазовые портреты (изо-

линии  $\mathcal{H}_J(I, \phi)$ ) для случая нормальных орбит,  $\mathcal{P} < 0$ , для кривых вращения типа I. Видно, что если  $b < b_{\text{crit}}$  существуют два вида стационарных орбит, соответствующих экстремумам гамильтониана — вытянутые вдоль бара ( $\phi = \frac{1}{2}\pi; \frac{3}{2}\pi$ ), и вытянутые, перпендикулярно бару ( $\phi = 0; \pi$ ). Имеется две сепаратрисы (показаны жирными линиями),



**Рис. 4.** То же, что на рис. 3 для случая аномальных орбит,  $\mathcal{P} > 0$ . Стационарные точки соответствуют орбитам, вытянутым вдоль бара: ( $\phi = \frac{1}{2}\pi; \frac{3}{2}\pi$ ).

разделяющие области либрирующих (запертых) и циркулирующих (пролетных) орбит. Верхняя сепаратрисса состоит из двух ветвей, пересекающихся в седловых точках, которые соответствуют неустойчивым стационарным точкам  $I = I_2, \phi = \frac{1}{2}\pi; \frac{3}{2}\pi$  (см. рис. 2). Нижняя сепаратрисса соответствует  $\mathcal{H}_J = 0$ . При  $b > b_{\text{crit}}$  (рис. 3b) сепаратрисса состоит из одной ветви, соответствующей  $\mathcal{H}_J = 0$ . Замкнутые изолинии, окружающие экстремальные точки, отвечают орбитам, запертым в потенциале бара.

(ii). В случае аномальной орбиты,  $\mathcal{Q} < 0, \mathcal{P} > 0$  кривая  $f(I^{1/2})$  везде отрицательна и монотонно убывает. Здесь, вне зависимости от величины  $b$  возможна только одна стационарная точка, соответствующая выбору знака минус в (24), т.е. ориентации вдоль бара. Фазовый портрет для случая аномальных орбит  $\mathcal{Q} < 0, \mathcal{P} > 0$  показан на рис. 4. Видно, что здесь единственная возможная ориентация периодических орбит — вдоль бара ( $\phi = \frac{1}{2}\pi; \frac{3}{2}\pi$ ).

Таким образом, аномальные орбиты действительно ориентируются вдоль бара, в согласии с идеями Линден-Белла (1979). Однако, как мы видели выше, даже в случае нормальной орбиты,  $\mathcal{P} < 0$ , если амплитуда бара ниже критической, наряду со стационарными периодическими орбитами, вытянутыми перпендикулярно бару, существуют стационарные периодические орбиты, вытянутые вдоль бара. Их эксцентриситет,  $e \propto I^{1/2}$ , меньше, чем у орбит, ориентированных перпендикулярно бару:  $I_1^{1/2} < I_3^{1/2}$ . Но если в диске нет или мало орбит с достаточно большими эксцентриситетами, единственно возможной ориентацией орбит остается ориентация вдоль бара.

#### Стационарные точки для моделей типа II

Как мы уже отмечали выше, для кривых типа II адиабатический подход возможен вблизи

внутреннего линдбладовского резонанса. Имеем из (21) вблизи  $R = R_L$ , или, что то же самое, вблизи  $L_{\text{ILR}}$ , где  $[\Omega(R_L) - \Omega_p] - \frac{1}{2}\varkappa(R_L) = 0, L_{\text{ILR}} = (\Omega R^2)_{R=R_L}$ :

$$\Omega_{\text{pr}} = \left( \frac{d\Omega_{\text{pr}}^{(0)}}{dL} \right)_{\text{ILR}} \Delta L + \mu_{\text{ILR}} I, \quad (27)$$

где нижний индекс означает, что соответствующая величина берется при  $L = L_{\text{ILR}}$ . Подставляя сюда  $\Delta L = 2\mathcal{J}_f - 2I$ , получим уравнение для нахождения стационарных точек:

$$2 \left( \frac{d\Omega_{\text{pr}}^{(0)}}{dL} \right)_{\text{ILR}} \mathcal{J}_f - 2\mathcal{P}I = \pm \frac{1}{4} b I^{-1/2}, \quad (28)$$

$$\mathcal{P} = \left( \frac{d\Omega_{\text{pr}}^{(0)}}{dL} - \frac{\mu}{2} \right)_{\text{ILR}},$$

где  $\mathcal{P}$  снова означает ЛБ-производную скорости прецессии. Если теперь переобозначить величину  $\mathcal{Q}$ :

$$\mathcal{Q} \equiv 2 \left( \frac{d\Omega_{\text{pr}}^{(0)}}{dL} \right)_{\text{ILR}} \mathcal{J}_f, \quad (29)$$

мы снова получим уравнение вида (24), как и для случая кривых типа I. Однако теперь  $\mathcal{Q}$ : имеет несколько иной смысл и она может иметь как отрицательный, так и положительный знак. Несложно видеть, что эта величина представляет собой скорость прецессии орбит в невозмущенном потенциале в пределе  $I \rightarrow 0$  с радиусом ведущего центра, соответствующим угловому моменту  $L_{\text{ILR}} + 2\mathcal{J}_f$ . Поскольку  $2\mathcal{J}_f = \Delta L + 2I$ , то при  $\Delta L \gtrsim 2I$  имеем

$$\mathcal{Q} \approx \left( \frac{d\Omega_{\text{pr}}^{(0)}}{dL} \right)_{\text{ILR}} \Delta L =$$

$$= \left( \frac{d\Omega_{\text{pr}}^{(0)}}{dR} \right)_{R_L} \Delta R \approx \Omega_{\text{pr}}^{(0)}(R_L + \Delta R).$$

Отсюда видно, что величина  $\mathcal{Q}$  фактически представляет скорость ретроградной прецессии невозмущенной орбиты снаружи от ILR, т.е. при  $\Delta R > 0$  и прямой прецессии внутри ILR, т.е. при  $\Delta R < 0$ , поскольку  $d\Omega_{\text{pr}}^{(0)}/dR < 0$ .<sup>3</sup> Кроме того, в отличие от случая кривых типа I, для любых реальных кривых типа II знак ЛБ-производной  $\mathcal{P}$  всегда отрицателен, а орбиты всегда нормальны.

Аналогично (24), имеем

$$f(I^{1/2}) \equiv \mathcal{Q}I^{1/2} + 2|\mathcal{P}|I^{3/2} = \pm \frac{1}{4}b, \quad (30)$$

В области снаружи от ILR, где  $\mathcal{Q} < 0$ , кривая  $f(I^{1/2})$  имеет тот же вид, что и на рис. 2. Это значит, что и здесь при  $b < b_{\text{crit}} = \frac{2}{3}(|\mathcal{Q}|^3/6|\mathcal{P}|)^{1/2}$  существуют три стационарные точки,  $I_1 < I_2 < I_3$  две из которых,  $I_1$  и  $I_3$  соответствуют экстремумам гамильтониана (25), т.е. устойчивы, а точка  $I_2$  является седловой точкой, т.е. неустойчива. При этом стационарная точка с  $I = I_1$  отвечает знаку  $(-)$  в правой части (30), т.е. периодическим орбитам, вытянутым вдоль бара, а точка  $I = I_3$  отвечает знаку  $(+)$ , т.е. орбитам, ориентированным поперек бара. Фазовый портрет в этом случае совпадает с изображенным на рис. 3а.

Итак, мы установили, что если невозмущенные орбиты всех звезд системы очень близки к круговым, то единственно возможными стационарными периодическими орбитами являются орбиты с  $I = I_1$ , вытянутые вдоль бара. Это полностью согласуется с результатом, впервые полученным Сандерсом и Хантли (1976) (изложенном также в обзоре Селвуда и Уилкинсона, 1993, и монографии Бинни и Тримейна, 2008), которые в рамках *линейной нерезонансной* теории показали, что в диске с почти круговыми орбитами с кривыми вращения типа II для любого  $R$  в области между радиусом внутреннего линдбладовского резонанса  $R_L$  и радиусом коротации  $R_C$  (но не слишком близко к ним) существует периодическая орбита, ориентированная вдоль бара. Можно даже показать, что если (средний) радиус этой орбиты приближается к ILR, ее эксцентриситет  $e = 2\rho/R = 2\sqrt{I/\varkappa R^2}$  точно соответствует  $I_1$ , получаемому из уравнения (30) в пределе очень малых  $I$ :

$$I^{1/2} = I_1^{1/2} \approx -\frac{b}{4\mathcal{Q}}.$$

<sup>3</sup> В принципе, знак величины  $\mathcal{J}_f (= \frac{1}{2}\Delta L + I)$  может положительным даже для отрицательных  $\Delta L$ , если  $|\Delta L| < 2I$ . Тогда знак  $\mathcal{Q}$  окажется отрицательным не только снаружи, но и внутри ILR, хотя и в очень узкой области.

Этот результат согласуется также с результатом Голдрейха и Тримейна (1981), которые пытались объяснить появление конечного эксцентриситета орбит частиц, вращающихся вблизи ILR в кольцах Урана, за счет возмущающего воздействия гравитационного потенциала спутника.

Если же амплитуда потенциала бара превышает критическую,  $b > b_{\text{crit}}$ , возможна только единственная стационарная точка, отвечающая знаку  $(+)$  в правой части (30), т.е. периодическим орбитам, ориентированным поперек бара. Фазовый портрет для этого случая показан на рис. 3б.

В области внутри ILR, где прецессия в невозмущенном потенциале проградная,  $\mathcal{Q} > 0$ , кривая  $f(I^{1/2})$  везде положительна и монотонно растет от нуля. В этом случае критической амплитуды не существует. При любой амплитуде возможна стационарная точка, отвечающая знаку  $(+)$ . Это значит, что внутри ILR орбиты выстраиваются перпендикулярно бару. В случае малой амплитуды этот результат также сшивается с результатом линейной нерезонансной теории Сандерса и Хантли (1976). Фазовый портрет для этого случая показан на рис. 3б.

#### Роль знака амплитуды $B$ усредненного потенциала бара

Выше мы везде считали, что знак амплитуды  $B = b(L)I^{1/2}$  усредненного потенциала  $V(L, I, \phi) = B(L, I) \cos(2\phi)$ , где

$$b(L) = -A(R) \sqrt{\frac{1}{2\varkappa R^2}} \times \left[ \frac{d \ln |A|}{d \ln R} + \frac{4\Omega(R)}{\varkappa} \right] \cos(2\phi), \quad R = R(L), \quad (31)$$

положителен, предполагая, что скорость изменения потенциала достаточно мала. Однако, если  $\alpha \equiv d \ln |A|/d \ln R < 0$  и по абсолютной величине превосходит отношение  $4\Omega/\varkappa$ , т.е., если в какой-то области по  $R$

$$|\alpha(R)| > 4\Omega(R)/\varkappa(R), \quad (32)$$

то амплитуда  $b$  становится отрицательной. Смена знака амплитуды усредненного потенциала бара приводит к изменению всех выводов, касающихся ориентации стационарных периодических орбит, на противоположные. Действительно, поскольку  $V \propto b \cos(2\phi)$ , то смена знака  $b$  эквивалентна замене  $\cos(2\phi) \rightarrow \cos[2(\phi + \frac{1}{2}\pi)]$ . Это означает, что при тех же самых соотношениях между  $\mathcal{P}$  и  $\mathcal{Q}$ , при которых в случае  $b > 0$  стационарными являлись точки  $\phi = 0; \pi$ , соответствующие орбитам, ориентированным перпендикулярно бару, в случае  $b < 0$



стационарными станут точки  $\phi = \frac{1}{2}\pi; \frac{3}{2}\pi$ , соответствующие орбитам, вытянутым вдоль бара. И наоборот. В частности, для модели изохронного потенциала, рассмотренного Линден-Беллом (1979), то есть для кривых вращения типа I, где возможны нормальные орбиты,  $\mathcal{P} > 0$ , они окажутся ориентированы поперек, а не вдоль бара.

Проанализируем теперь возможность выполнения неравенства (32) для достаточно разумных распределений поверхностной плотности бара  $\sigma(r)$ . Поскольку для любой возможной кривой вращения галактики  $\Omega < \kappa < 2\Omega$ , то отношение  $4\Omega/\kappa$  может варьироваться в пределах  $2 < 4\Omega/\kappa < 4$ . Так, для модели Местеля (1963),  $\Omega(r) \propto 1/r$ ,  $\kappa = \sqrt{2}\Omega$  и  $4\Omega/\kappa = 2^{3/2} = 2.83$ .

Рассмотрим несколько естественных моделей распределения поверхностной плотности бара  $\sigma(r, \phi) = \sigma_B(r) \cos(2\varphi)$ , и найдем соответствующие им распределения потенциала  $\delta\Phi(r, \varphi) = A(r) \cos(2\varphi)$ . Можно показать, что  $A(r)$  и  $\sigma_B(r)$  связаны следующим интегральным соотношением:

$$A(r) = -\frac{4}{3}G \int_0^\infty \frac{r' \sigma_B(r')}{r_>} \times \left[ \left( \frac{2}{z^2} + 1 \right) \mathbf{K}(z) - 2 \left( \frac{1}{z^2} + 1 \right) \mathbf{E}(z) \right] dr', \quad (33)$$

где  $z = r_</r_>$ ,  $r_< = \min(r, r')$ ,  $r_> = \max(r, r')$ , а  $\mathbf{K}(z)$  и  $\mathbf{E}(z)$  — полные эллиптические интегралы первого и второго рода соответственно. Мы численно<sup>4</sup> рассчитали амплитуды потенциала  $A(r)$  для четырех достаточно плавно спадающих распределений  $\sigma_B(r)$ :

- (i) —  $\sigma_B^{(I)}(r) = \sigma_0 \exp(-r^2/a^2)$ ,
- (ii) —  $\sigma_B^{(II)}(r) = \sigma_0 \exp(-r/a)$ ,
- (iii) —  $\sigma_B^{(III)}(r) = \frac{\sigma_0}{(1 + r^2/a^2)^2}$ ,
- (iv) —  $\sigma_B^{(IV)}(r) = \frac{\sigma_0}{1 + r^2/a^2}$ .

На рис. 5а показаны профили амплитуд  $A(r)$  для этих распределений, а на рис. 5б — их логарифмические производные  $\alpha(r) = d \ln |A|/d \ln r$ .

<sup>4</sup> Для гауссовой модели  $\sigma_B^{(I)}$  удается найти аналитическое выражение для потенциала:

$$A(r) = -\frac{4}{3}\pi G \sigma_0 a \sqrt{2\zeta} \left\{ 1 - e^{-\zeta} \sqrt{\frac{1}{2}\pi\zeta} [I_0(\zeta) + I_1(\zeta) + \frac{1}{4}I_1(\zeta)/\zeta] \right\}, \quad \zeta = \frac{1}{2}(r/a)^2,$$

где  $I_n(z)$  — модифицированные функции Бесселя 1-го рода.

Из рис. 5а следует, что скорость убывания абсолютной величины  $|A(r)|$  зависит от распределения поверхностной плотности. Однако асимптотически, при  $r/a \gg 1$ , она одинакова для хорошо локализованных баров (т.е. таких баров, плотность  $\sigma_B(r)$  которых спадает быстрее, чем  $1/r^4$ ). Несложно показать, что для хорошо локализованных баров асимптотика  $A(r)$  есть

$$A(r) \approx -\frac{3\pi}{4r^3} G \int_0^\infty \sigma_B(r') r'^3 dr'.$$

В частности, для (I) и (II), имеем при  $r \gg a$ :

$$A^{(I)}(r)/(G\sigma_0 a) \approx -\frac{3}{8}\pi(a/r)^3,$$

$$A^{(II)}(r)/(G\sigma_0 a) \approx -\frac{9}{2}\pi(a/r)^3.$$

Для модели (III) с пограничной асимптотикой,  $\sigma_B^{(III)} \sim r^{-4}$ , получим

$$A^{(III)}(r)/(G\sigma_0 a) \approx -\frac{9}{16}\pi(a/r)^3 \ln(1.862r/a),$$

т.е. она спадает немного медленней, чем для моделей I и II.

Для плохо локализованной модели плотности IV скорость спадания самая медленная,  $\sim 1/r$ :

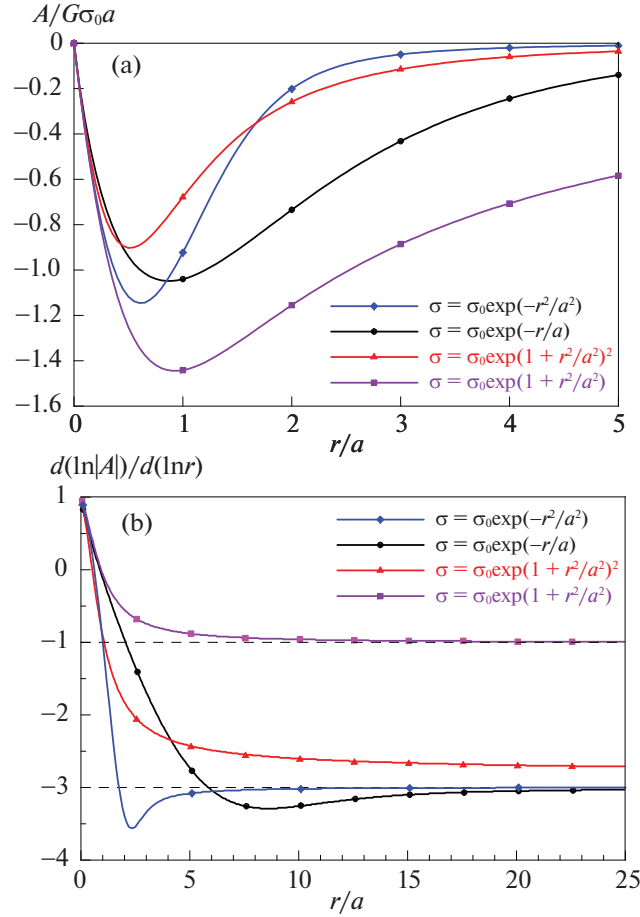
$$A^{(IV)}(r)/(G\sigma_0 a) \approx -\pi(a/r).$$

На рис. 5б видно, что самое большое отрицательное значение  $\alpha(r) \equiv d \ln |A(r)|/d \ln r$  для экспоненциальных моделей I и II приходится не на их далекий асимптотический хвост, где оно равно  $-3$ , а на область, следующую за минимумом  $A(r)$ , и достигается не на периферии диска, а в области, примыкающей к минимуму амплитуды потенциала. Для модели I оно равно примерно  $\alpha_{\min} \approx -3.56$  и достигается при  $r/a \approx 2.35$ . Для модели II  $\alpha_{\min} \approx -3.29$  и достигается при  $r/a \approx 8.5$ . Это означает, по-видимому, что при достаточно резкой границе поверхностной плотности бара возможны довольно большие отрицательные значения  $\alpha(r)$  в окрестности этой границы.

Мы проверили это утверждение, рассмотрев ступенчатую модель распределения плотности. Ступенька предполагалась с небольшим сглаживанием:

$$\sigma_B^{(V)}(r) = \sigma_0 / \{ 1 + \exp[(r - a)/\delta] \}. \quad (34)$$

На рис. 6 показаны профили амплитуды потенциала  $A(r)$  для пяти значений параметра  $\delta = 0.025a; 0.05a; 0.1a; 0.2a; 0.4a$ . Видно, что чем меньше  $\delta$ , там больше по абсолютной величине значение  $\alpha$  в области, примыкающей к краю бара



**Рис. 5.** (a) — Амплитуда потенциала  $A(r)$ , создаваемая барообразным возмущением поверхностной плотности диска  $\sigma(r, \varphi) = \sigma_B(r) \cos(2\varphi)$  для четырех моделей  $\sigma_B(r)$ , (b) — логарифмическая производная амплитуды потенциала  $\alpha = d \ln |A|/d \ln r$  для этих профилей.

$r \approx a$ . Так, для  $\delta = 0.025a$   $\alpha_{\min} = \alpha(r = 1.03a) = -5.4$ . Однако видно также, что с уменьшением  $\delta$  происходит одновременное сужение по радиусу области больших отрицательных  $\alpha$ . Вся эта область сосредоточена вблизи скачка плотности.

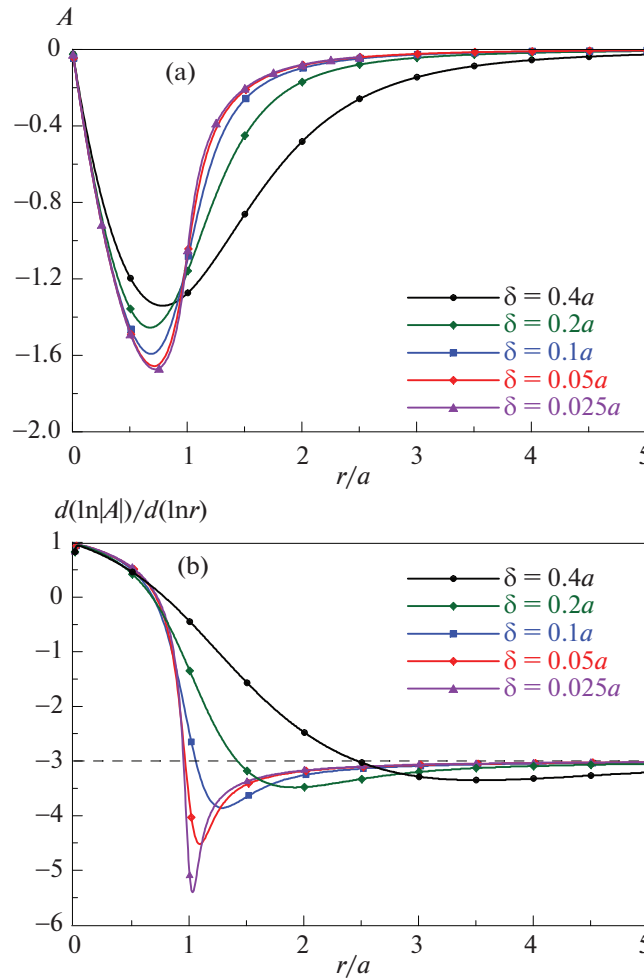
Таким образом, отрицательные значения амплитуды усредненного потенциала бара  $b = |A|(\alpha + 4\Omega/\kappa)$ , в принципе, возможны, поскольку отрицательные значения  $\alpha$  могут превышать по абсолютной величине характерные значения отношения  $4\Omega/\kappa$ , которые, как правило, не выше трех. Однако такое превышение происходит либо довольно далеко от границ бара,  $r \gg a$ , где  $\alpha = -3$ , либо в узкой области вблизи границы, если она очень резкая. В области, где сосредоточено основное тело бара,  $r \lesssim a$ , амплитуда усредненного потенциала бара  $b$ , действительно, положительна, как мы (и, по-видимому, Линден-Белл, 1979) полагали выше.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы показали, что слабое овальное возмущение гравитационного потенциала  $\delta\Phi(r, \varphi) =$

$= A(r) \cos[2(\varphi - \Omega_p t)]$ ,  $A < 0$ , создаваемого вращающимся с угловой скоростью  $\Omega_p$  барообразным возмущением поверхностной плотности  $\sigma(r, \varphi) = \sigma_B(r) \cos[2(\varphi - \Omega_p t)]$  на фоне аксиально-симметричного потенциала галактик может приводить к запираанию прецессирующих орбит звезд и выстраиванию их вдоль бара, приводя к его усилению. Продемонстрировано, что хотя при положительном знаке ЛБ-производной угловой скорости прецессии,  $[\partial\Omega_{\text{пр}}(L, I)/\partial L]_{J_f} > 0$ , запертые орбиты, действительно, могут выстраиваться вдоль бара, этот знак не является единственным, и даже не является доминирующим фактором, определяющим ориентацию запертых орбит (как считалось ранее). Важную роль играют знак самой прецессии орбит в невозмущенном потенциале,  $\Omega_{\text{пр}}$ , а также величина амплитуды бара.

Так, в случае, когда (положительная) амплитуда  $b$  усредненного по быстрому орбитальному движению потенциала бара  $V = bI^{1/2} \cos(2\phi)$  существенно ниже критической, а прецессия орбит в



**Рис. 6.** Амплитуда потенциала  $A(r)$ , соответствующая ступенчатой функции  $\sigma_B^{(V)}(r) = \sigma_0 / \{1 + \exp[(r-a)/\delta]\}$  (a), и ее логарифмическая производная  $\alpha = d \ln |A| / d \ln r$  (b), для пяти значений параметра сглаживания  $\delta/a = 0.025; 0.5; 0.1; 0.2; 0.4$ .

невозмущенном потенциале ретроградная,  $\Omega_{\text{пр}} < 0$ , выстраивание запертых орбит происходит вдоль бара, независимо от знака ЛБ-производной. При этом, если ЛБ-производная отрицательна, наряду с орбитами, вытянутыми вдоль бара, присутствуют также более эксцентричные орбиты, вытянутые поперек бара, при условии, что популяция звезд диска содержит такие орбиты (см. рис. 2 и рис. 3а).

Ориентация запертых орбит, действительно, определяется знаком ЛБ-производной, но только при условии, что амплитуда бара достаточно велика. Тогда при отрицательной ЛБ-производной запертые орбиты вытянуты перпендикулярно бару (см. рис. 3б), а при положительной ЛБ-производной — вдоль бара, как это и следует из качественных рассуждений Линден-Белла (1979).

Мы показали также, что ориентация больших осей орбит может поменяться на противоположную в определенных областях диска при тех же соотношениях между знаками скорости прецессии

и ее ЛБ-производной, если спадание плотности бара  $\sigma_B(r)$  на периферию диска достаточно быстрое. В этом случае в области границы,  $r \sim a$ , а в некоторых случаях и далее к периферии диска, амплитуда усредненного потенциала бара  $b < 0$ , в отличие от  $b > 0$  в области основного тела бара,  $r \lesssim a$ , что приводит к смене ориентации орбит в этих областях.

Проведенное рассмотрение справедливо в области, где эпициклическое движение звезд можно разделить на быстрое (орбитальное) и медленное (прецессионное). Мы рассмотрели два типа характерных кривых вращения, в одном из которых такое разделение возможно в широкой по радиусу области (вплоть до радиуса коротации), а в другом — в окрестности внутреннего линдбладовского резонанса.

Работа поддержана КП19-270 “Вопросы происхождения и эволюции Вселенной с применением

методов наземных наблюдений и космических исследований” (подпрограмма II “Астрофизические объекты как космические лаборатории”), грантом Немецкого исследовательского фонда DFG — Project-ID 138713538 — SFB 881 (“The Milky Way System”, subproject A06), грантом фонда “Volkswagen Foundation” No. 90411, а также в рамках базового финансирования программы ФНИ И. 16 (И.Ш.).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бертин (G. Bertin), *Dynamics of Galaxies* (2nd ed., Cambridge Univ. Press, Cambridge, UK, 2014).
2. Бинни, Тримейн (J. Binney and S. Tremaine), *Galactic Dynamics* (2nd ed., Princeton Univ. Press, NJ, 2008).
3. Вайнберг (M.D. Weinberg), *Astrophys. J.* **368**, 66 (1991).
4. Голдрейх, Тримейн (P. Goldreich and S. Tremaine), *Astrophys. J.* **243**, 1062 (1981).
5. Контопулос (G. Contopoulos), *Astrophys. J.* **201**, 566 (1975).
6. Линден-Белл (D. Lynden-Bell), *MNRAS* **187**, 101 (1979).
7. Марк (J.W.-K. Mark), *Astrophys. J.* **203**, 81 (1976).
8. Мерритт (D. Merritt), *IAUS* **127**, 315 (1987).
9. Местель (L. Mestel), *MNRAS* **126**, 553 (1963).
10. Палмер (P.L. Palmer), *Stability of collisionless stellar systems: mechanisms for the dynamical structure of galaxies* (Astrophys. Sp. Sci. Library, Dordrecht; Boston: Kluwer Acad. Publ., 1994).
11. Поляченко В.Л. и Фридман А.М., *Равновесие и устойчивость гравитирующих систем* (М.: Наука, 1976).
12. Поляченко (E.V. Polyachenko), *MNRAS* **348**, 345 (2004).
13. Поляченко (E.V. Polyachenko), *MNRAS* **357**, 559 (2005).
14. Поляченко В.Л., Поляченко Е.В., Шухман И.Г., Письма в Астрон. журн. **41**, 3 (2015a). [V.L. Polyachenko et al., *Astron. Lett.* **41**, 1 (2015a)].
15. Поляченко, Шухман (E.V. Polyachenko and I.G. Shukhman), *MNRAS* **451**, 5120 (2015b).
16. Поляченко, Берцик, Юст (E.V. Polyachenko, P. Berczik, and A. Just), *MNRAS* **462**, 3727 (2016).
17. Сандерс, Хантли (R.H. Sanders and J.M. Huntley), *Astrophys. J.* **209**, 53 (1976).
18. Саха (P. Saha), *MNRAS* **248**, 494 (1991).
19. Селвуд, Уилкинсон (J.A. Sellwood and A. Wilkinson), *Rep. Progress Phys.* **56**, 173 (1993).
20. Спарк, Селвуд (L.S. Sparke and J.A. Sellwood), *MNRAS* **225**, 653 (1987).
21. Шу (F.H. Shu), *Astrophys. J.* **158**, 505 (1969).

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СИСТЕМЫ V1413 Aql В СПОКОЙНОМ И АКТИВНОМ СОСТОЯНИЯХ 2012–2017 гг.

© 2020 г. А. А. Татарникова<sup>1\*</sup>, А. М. Татарников<sup>1</sup>, Т. Н. Тарасова<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

Поступила в редакцию 01.09.2019 г.

После доработки 05.11.2019 г.; принята к публикации 11.11.2019 г.

Представлены результаты спектральных наблюдений классической симбиотической звезды V1413 Aql, полученных в 2012–2017 гг. В этот период система находилась как в активном, так и в редком для нее спокойном состоянии. В 2012 г. в оптическом спектре доминировало излучение вспыхнувшего горячего компонента спектрального класса F4–7III. В 2017 г. система перешла в спокойное состояние, длившееся не менее трех месяцев. В этот период в спектре появились линии ионов с высокими потенциалами ионизации, такие как HeII 4686 Å, CIV 5802 Å. Температура и светимость горячего компонента в этот период составили  $T_{\text{hot}} \approx 90\,000$  К,  $L_{\text{hot}} \approx 1800L_{\odot}$ . Показано, что по временным и энергетическим характеристикам спокойное состояние 2017 г. мало отличается от предыдущего спокойного состояния, наблюдавшегося в 1993 г.

*Ключевые слова:* V1413 Aql, симбиотические звезды, спектроскопия.

DOI: 10.31857/S0320010819120064

### ВВЕДЕНИЕ

Переменная V1413 Aql (= AS338 = Hen 3 – 1737 = MН $\alpha$ 305–6) была отнесена к классу симбиотических звезд Алленом (1984) на основе спектра, полученного в 1978 г. В этом спектре наряду с яркими эмиссионными линиями (включая и линию HeII 4686 Å), присутствовали и сильные полосы поглощения молекулы TiO. Симбиотические звезды представляют собой двойные системы, состоящие из холодного и горячего компонентов, погруженных в газовую оболочку. Холодный компонент симбиотической звезды является обычно красным гигантом, а горячий компонент похож на центральную звезду молодой планетарной туманности.

Симбиотическая система V1413 Aql состоит из холодного компонента спектрального класса M5 III, протяженной околозвездной туманности и горячего компонента, спектр которого в зависимости от фазы активности меняется от K2 III (Есипов и др., 2013) до спектра молодого ядра планетарной туманности с температурой  $\sim 10^5$  К (Есипов и др., 2000). V1413 Aql является затменной системой с периодом 434<sup>d</sup>1 (Мунари, 1992). Основываясь на

этом Сивьеро и др. (2007) получили для затменного минимума 2005 г. оценку большой полуоси орбиты системы  $a = 1.7$  а.е., а также размеры компонентов  $R_{RG} = 123R_{\odot}$  и  $R_{\text{hot}} = 81R_{\odot}$ . Близкое отношение радиусов компонентов было получено и в работе Колотилова и др. (2012) для минимума 2011 г.

Параллакс V1413 Aql согласно данным каталога Gaia (Gaia Collaboration, 2018) равен  $0.1403 \pm 0.0383$  mas. Он согласуется со сделанной Есиповым и др. (2000) оценкой расстояния в 6 кпк. При таком расстоянии до системы, при суммарной массе компонентов  $\sim 2M_{\odot}$  и при разумном отношении масс звезд холодный компонент системы будет заполнять свою полость Роша. Возможным признаком этого является наличие на ИК кривых блеска вторичного минимума, связанного с эффектом эллипсоидальности (см. работу Татарниковой и др., 2018, — далее работа I).

Форма кривой блеска во время затмения зависит от фазы активности горячего компонента: в спокойном состоянии наблюдаются почти синусоидальные колебания блеска с широкими и плавными главными минимумами (Мунари, 1992), а в активном состоянии — резкие глубокие минимумы. Затменные минимумы в активном состоянии имеют разную глубину и форму (Мунари, 1992; Сивьеро и др., 2007). Затмения могут быть неполными.

\* Электронный адрес: aat@sai.msu.ru

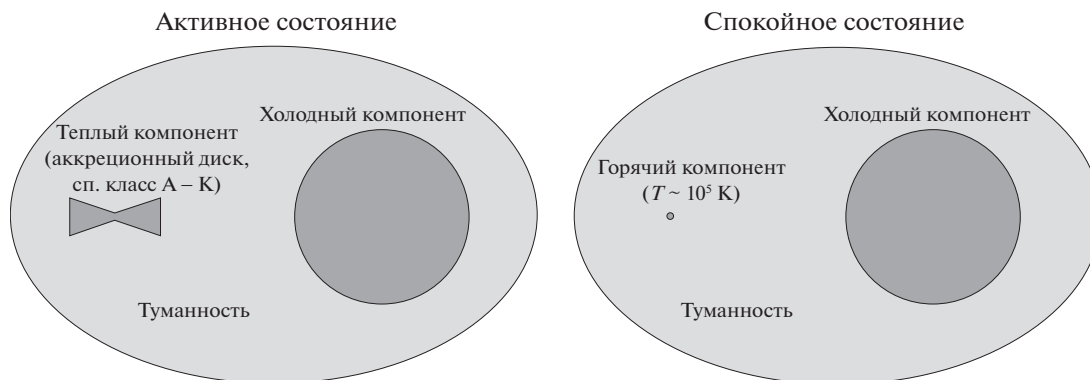


Рис. 1. Схематическое изображение системы V1413 Aql в спокойном и активном состояниях.

Например, в затмении 2011 г. (Есипов и др., 2013), несмотря на значительную глубину  $\Delta V \approx 2^m$ , в спектре во время минимума наблюдался слабый вклад излучения компонента спектрального класса G0.

Регулярные фотометрические наблюдения V1413 Aql проводятся с 1980-х годов (Шалте-Ладбек, 1985; Мунари, 1992; Сивьеро и др., 2007; работа I и ссылки там). За это время наблюдалось несколько вспышек, по своим характеристикам напоминающих вспышки классических симбиотических звезд. Последняя подобная вспышка наблюдалась в 2009 г. Однако, в отличие от классических симбиотических звезд, V1413 Aql проводит в активном состоянии большую часть времени. С 1983 г. подтвержденные наблюдениями спокойные состояния были зарегистрированы в 1993 и 2017 гг. Причем в обоих случаях их продолжительность не превышала нескольких месяцев (работа I).

Спектр системы в активном состоянии радикально отличается от спектра спокойного состояния. В спокойном состоянии, согласно Есипову и др. (2000), континуум в оптическом диапазоне формируется, главным образом, излучением оптически тонкой туманности и холодного компонента (излучение горячего компонента с  $T_{\text{эф}} \sim 10^5$  К заметно только в дальнем УФ-диапазоне). В активном состоянии (Есипов и др., 2013) на длинах волн 3500–6000 Å доминирует излучение источника со спектром, характерным для звезд спектральных классов A–F, а иногда даже и более поздних классов. Есипов и др. (2013) показали, что наблюдаемые особенности затмения горячего компонента лучше объясняются в рамках модели аккреционного диска. Традиционно в литературе такой источник излучения называют «вспыхнувшим горячим компонентом», мы же будем использовать термин «теплый компонент», чтобы подчеркнуть тот факт, что эффективная температура этого объекта невелика (рис. 1).

В работе I мы проанализировали фотометрические данные, полученные в 2012–2018 гг. во время активного и спокойного состояний системы. Целью настоящей работы является изучение спектральной эволюции V1413 Aql в 2012–2017 гг., а также определение физических характеристик компонентов системы. В это время система перешла из активного в редкое для нее спокойное состояние, наблюдавшееся последний раз в 1993 г.

## НАБЛЮДЕНИЯ

Спектральные наблюдения проводились на 2.6-м зеркальном телескопе Шайна (ЗТШ) в КрАО с помощью щелевого спектрографа СПЭМ, установленного в фокусе Нэсмита. Приемником излучения служила ПЗС-камера SPEC-10 размером 1340 × 100 элементов. Фиксированная ширина щели в 3" позволяет получать спектры с разрешением 8 Å. Дисперсия с решеткой 651 шт/мм составляла около 2 Å/пиксел. Первичная обработка спектров, включающая вычитание нуля пункта АЦП (bias), коррекцию неоднородности чувствительности поля матрицы, производилась программой SPERED, созданной С.Г. Сергеевым в Крымской астрофизической обсерватории. Последующая обработка спектров, привязка к шкале длин волн и калибровка потоков излучения в спектре были выполнены с помощью программы С.Г. Сергеева SPE. Для привязки к шкале длин волн использовался спектр неоновой лампы. Калибровка потоков излучения в спектре звезды была выполнена с помощью абсолютного распределения энергии спектрофотометрического стандарта HD176411, взятого из каталога Бурнашева (1985), точность калибровки не хуже 15% (кроме  $\lambda < 3800$  Å, где точность снижается до 30%, а в затмении до 50%).

Поскольку набор эмиссионных линий, наблюдающийся у V1413 Aql в спокойном состоянии,

**Таблица 1.** Потоки в эмиссионных линиях (в единицах  $10^{-14}$  эрг/см<sup>2</sup> с) в спектрах V1413 Aql (подробности см. в тексте)

$\lambda$ , Å	29.04.12 $\varphi = 0.64$	25.07.12 $\varphi = 0.84$	13.08.12 $\varphi = 0.89$	24.09.12 $\varphi = 0.98$	20.10.12 $\varphi = 0.04$	5.11.12 $\varphi = 0.08$	08.08.13 $\varphi = 0.71$
3869 [NeIII]	N	N	N	3.0	N	N	N
3890 HI	15.2	9.9	8.7	2.8	8.2	12.4	7.5
3970 HI + [NeIII]	3.7	2.9	Y	3.1	3.9	Y	Y
4027 HeI? + FeII	3.0	2.5	3.0	0.8	2.2	Y	Y
4101 HI	27.6	15.6	11.1	4.5	13.2	24.1	20.3
4340 HI	53.8	45.8	30.0	10.0	29.1	41	42.4
4363 [OIII]	Y?	Y?	3.3	1.9?	Y?	Y?	?
4475 [FeII]	8.3	5.0	7.1	1.9	Y	Y	Y?
4640 CIII + NIII	19.4	20.9	33.6	8.4	14.8	16.5	22.0
4686 HeII	N	N	Y	N	N	N	N
4861 HI	86.3	100.2	94.6	42.6	54.8	98.3	113.2
4922 FeII + HeI	4.0	3.6	4.9	2.8	3.2	4.6	6.3
4959 [OIII]	N	N	N	Y	N	N	N
5007 [OIII] + [FeII]	13.1	11.0	10.9	11.6	9.9	13.9	15.6
5018 FeII + HeI	12.3	10.0	13.3	5.0	7.5	11.0	14.2
5876 HeI	38.0	29.6	32.9	12.8	18.5	34.3	22.6
6563 HI	733.2	632.4	933.0	445.8	508.5	667.6	764.5
6678 HeI	13.9	11.1	15.4	5.9	9.3	13.3	10.2
7065 HeI	14.2	-	16.7	10.4	11.3	17.5	19.7
<i>U</i> , mag	<13.57	<13.63	<13.63	<15.96	<14.54	<13.17	<12.81
<i>B</i> , mag	13.13	13.21	13.28	15.59	14.42	13.38	12.93
<i>V</i> , mag	12.23	12.33	12.32	14.53	13.60	12.55	12.13

достаточно сильно отличается от активного состояния, то потоки в эмиссионных линиях представлены в двух различных таблицах (табл. 1 и 2). Ошибки в их оценках для наиболее слабых линий не превышают 20% (кроме линий, образующих бленды с другими линиями, как, например, линия [OIII]  $\lambda 5007$  Å, см. ниже) и связаны в основном со сложным ходом континуума вблизи линий. В тех случаях, когда линия видна, но проблематично измерить ее поток, в табл. 1 и 2 поставлен значок “Y”, если ее не видно — “N”, если нельзя с уверенностью написать ни то, ни другое — “?”. Отметим

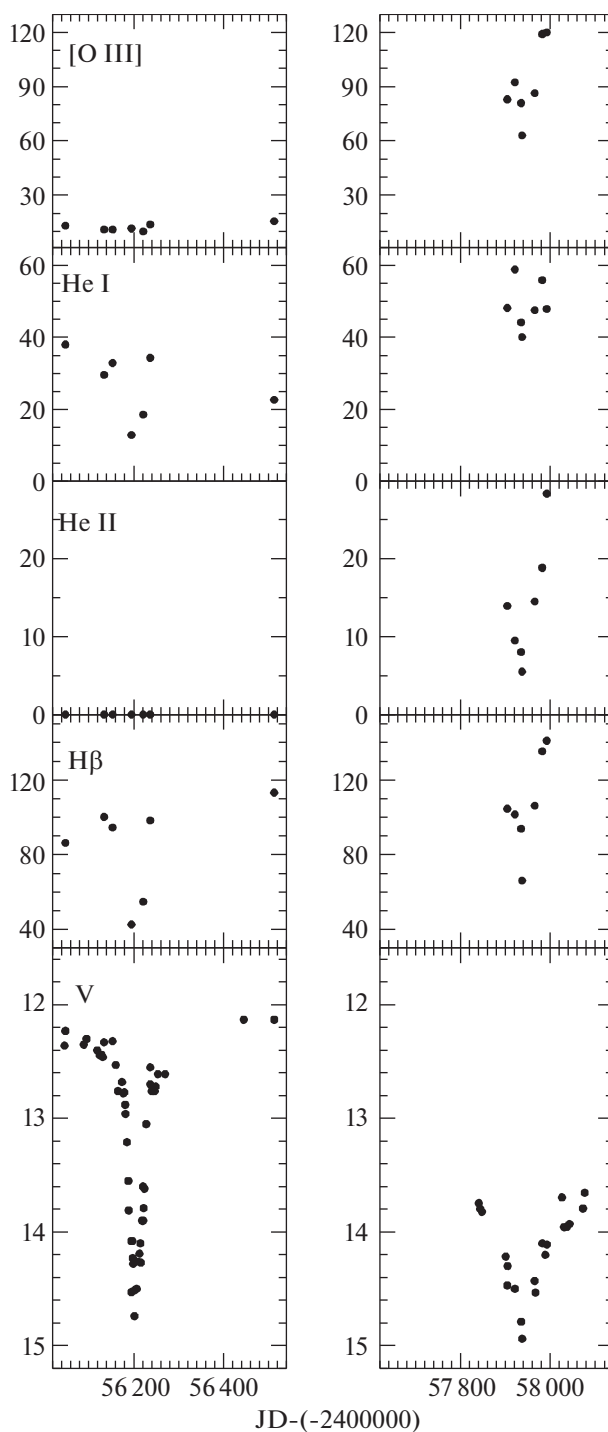
тот факт, что согласно Есипову и др. (2000) для активного состояния V1413 Aql справедливо считать, что система заведомо (и с запасом) находится вне затмения красным гигантом горячего компонента если фаза наблюдений лежит вне диапазона  $\varphi = \pm 0.1$ . Таким образом, наши наблюдения были получены, как во время двух затменных минимумов 2012 и 2017 гг., так и вне затмений.

При дальнейшем моделировании все спектры исправлялись за межзвездное покраснение с величиной избытка цвета  $E(B-V) = 0.5$  mag в соответствии с нормальным законом межзвездного



**Таблица 2.** Потоки в эмиссионных линиях (в единицах  $10^{-14}$  эрг/см<sup>2</sup> с) в спектрах V1413 Aq1 (подробности см. в тексте)

$\lambda$ , Å	29.05.17 $\varphi = 0.92$	16.06.17 $\varphi = 0.96$	30.06.17 $\varphi = 0.99$	2.07.17 $\varphi = 0.99$	30.07.17 $\varphi = 0.06$	16.08.17 $\varphi = 0.10$	26.08.17 $\varphi = 0.12$
3735 HI	2.6	2.8	2.0	2.2	Y	Y	Y
3750 HI + OIII	6.6	7.7	5.7	5.8	Y	Y	Y
3771 HI	3.5	4.2	3.3	3.0	Y	Y	Y
3798 HI	6.9	6.1	4.2	4.2	Y	8.1	Y
3820 HI	5.0	2.8	1.9	2.0	Y	Y	7
3835 HI	10.0	9.1	6.7	6.2	11.1	13.0	15.3
3869 [NeIII]	30.3	35.4	27.8	24.8	29.4	37.1	42.4
3889 HI	17.2	18.6	14.6	12.3	14.9	18.1	21.3
3970 HI + [NeIII]	18.2	20.4	16.5	15.1	16.4	22.1	24.3
4026 HeI?	2.8	2.8	2.6	2.2	2.4	3.0	3.5
4072 [SII]	4.9	5.2	4.3	3.6	4.4	5.6	6.9
4101 HI	29.6	30.5	24.2	21.9	24.6	33.9	39.2
4340 HI	42.5	43.8	36.3	32.8	36.3	53.0	52.8
4363 [OIII]	37.8	40.5	34.9	31.8	35.4	52.3	50.8
4473 HeI + [FeII]	7.2	7.6	6.4	5.7	6.4	8.2	7.9
4640 CIII + NIII	12.2	13.6	12.4	8.0	10.4	13.4	13.4
4686 HeII	13.9	9.5	8.0	5.5	14.5	18.8	20.0
4713 HeI	2.9	2.6	2.6	1.7	2.4	?	?
4861 HI	104.6	101.5	93.8	66.1	106.2	135.3	141
4905 [FeII]	3.2	3.2	Y	?	2.8	3.7	3.4
4922 HeI	3.8	4.8	3.6	2.7	4.4	5.8	6.5
4959 [OIII]	25.4	27.6	24.5	19.0	26.5	35.4	34.2
5007 [OIII]	82.9	92.3	80.9	63.0	86.3	119	120.1
5018 FeII	5.5	6.1	Y	3.9	4.7	7.0	8.9
5045 HeI	4.7	5.2	4.7	4.0	5.4	6.7	6.5
5058 FeI-iii?	2.0	2.3	Y	1.6	2.2	2.6	2.7
5236 FeII	2.9	3.2	2.7	1.7	2.6	3.4	3.4
5755 [NII]	1.4	1.7	Y	?	?	?	?
5802 CIV	7.8	4.9	2.8	1.9	3.8	4.7	3.0
5876 HeI	48.2	58.9	44.2	40.1	47.6	56.0	47.9
6563 HI	1061	1120	847.4	768.5	942	873	807
6678 HeI	20.4	22.7	16.8	14.9	19.6	18.5	16.5
7065 HeI	61.2	75.8	56.8	50.0	56.7	55.8	37.9
<i>U</i> , mag	<14.75	<14.85	<15.08	<15.32	<14.88	<14.60	<14.32
<i>B</i> , mag	14.99	15.15	15.34	15.54	15.07	14.67	14.61
<i>V</i> , mag	14.47	14.50	14.79	14.94	14.43	14.10	14.11

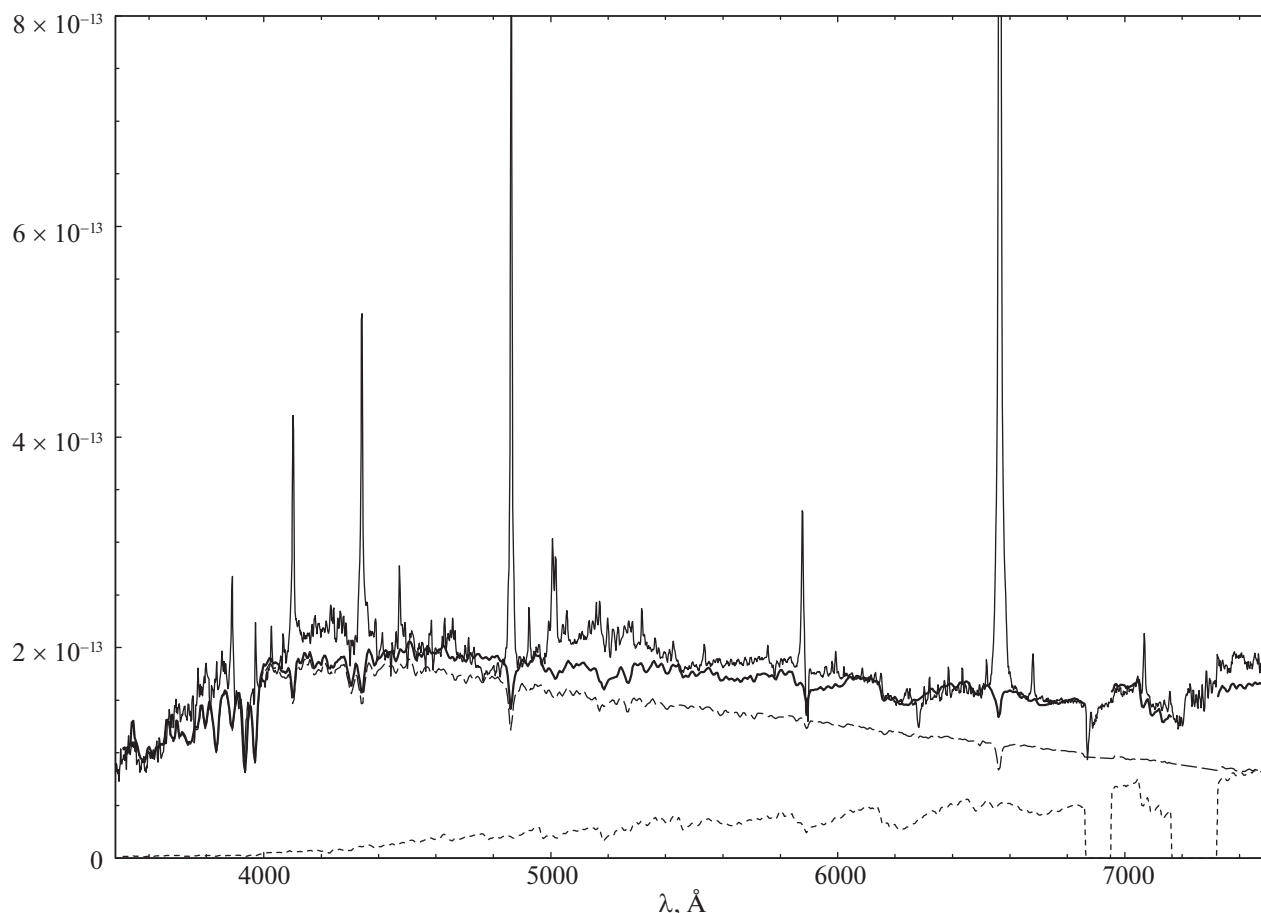


**Рис. 2.** Фрагменты кривой блеска V1413 Aql в фильтре V, а также потоки в линиях H $\beta$ , HeII 4686, [OIII] 5007 (бленда с [FeII]), HeI 5876 в единицах  $10^{-14}$  эрг/см $^2$  с для минимумов 2012 г. (левая панель) и 2017 г. (правая панель).

покраснения (Есипов и др., 2000). Модельные распределения энергии в спектрах звезд различных спектральных классов были взяты из спектральных библиотек Силва и Корнелл (1992) и Валдес и др. (2004). В некоторые даты при моделировании континуума мы использовали стандартную трехкомпонентную модель и модель аккреционного

диска. Обе эти модели были описаны в работе Татарниковой и др. (2009).

На рис. 2 представлена кривая блеска V1413 Aql в полосе V, взятая из работы Татарниковой и др. (2018), а также потоки в эмиссионных линиях H $\beta$ , HeII 4686, [OIII] 5007 (бленда с [FeII]), HeI 5876 из табл. 1 и 2. Орбитальные фазы



**Рис. 3.** Исправленный за межзвездное покраснение спектр V1413 Aql, полученный 29.04.2012 при  $\varphi \approx 0.64$  (тонкая сплошная линия). Толстой линией показано модельное распределение энергии в континууме, состоящее из суммы излучений холодного компонента (M5III — пунктирная линия) и “теплого” компонента (F4-7III — штриховая линия).

были рассчитаны согласно эфемеридам из работы Мунари (1992):

$$\text{Min}(V) = 2447087 + 434^{\text{d}} \times E. \quad (1)$$

На рисунке видно, что форма затменных минимумов, наблюдавшихся в 2012 и 2017 гг., различна: минимум во время активного состояния 2012 г. — узкий и глубокий, а минимум спокойного состояния 2017 г. — широкий и имеет меньшую амплитуду. Как было показано в работе I, отличие формы минимумов связано с тем, что на различных этапах активности симбиотической звезды разные ее компоненты дают решающий вклад в излучение в фильтре *V*. В активном состоянии — относительно компактный “теплый компонент”, в спокойном состоянии — протяженная туманность.

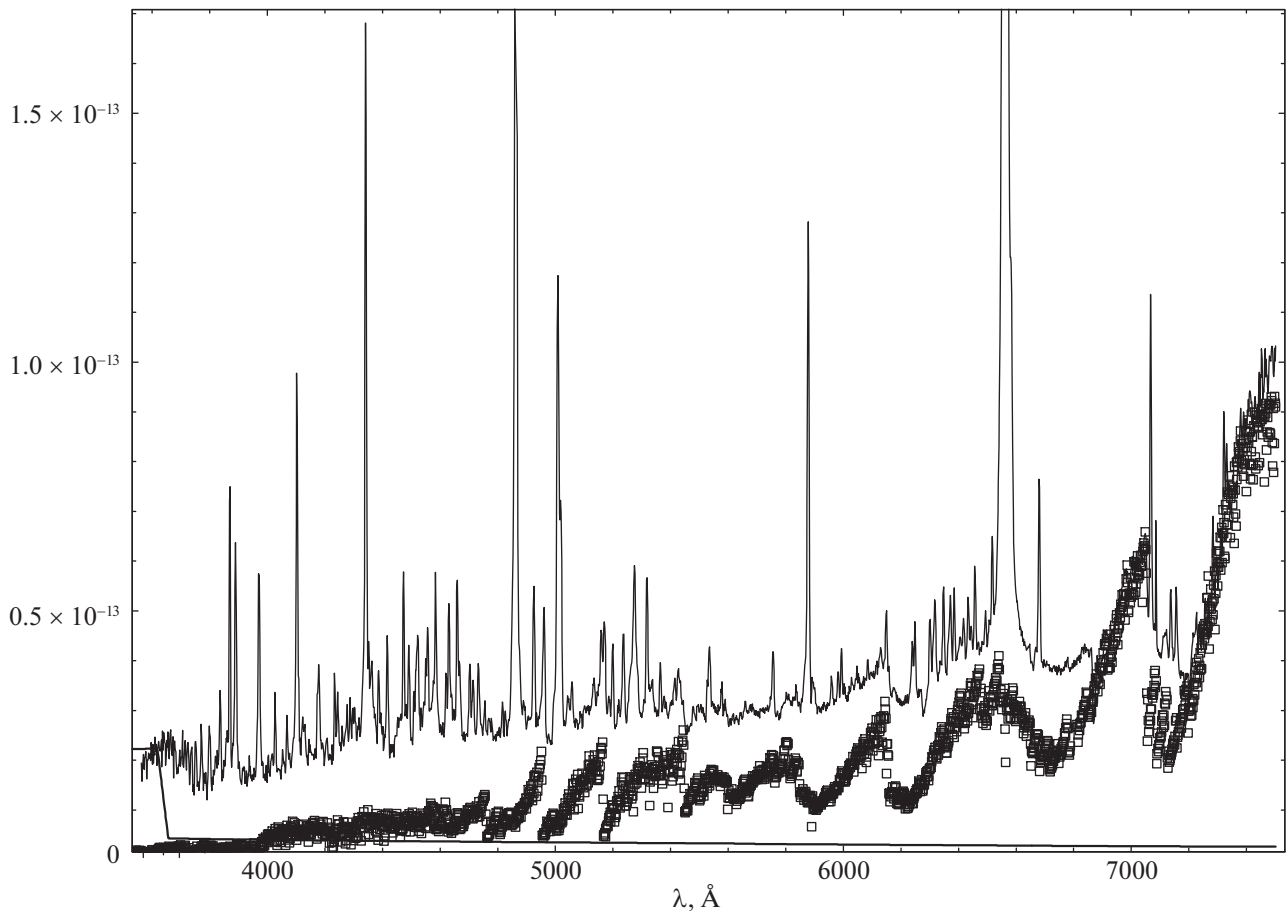
## ОБСУЖДЕНИЕ

### Спектральная эволюция

Сравнивая спектры, полученные в 2012 и 2017 гг., можно отметить существенные различия

как в распределении энергии в континууме, так и в составе эмиссионных линий и потоках в них.

*Активное состояние 2012–2013 гг.* Рассмотрим подробнее спектры активного состояния. Континуум на спектрах, полученных в 2012–2013 гг., демонстрирует сильную зависимость от орбитальной фазы. Так, при фазах, далеких от полного затмения (это спектры, полученные при фазах  $0.041 \leq \varphi \leq 0.885$ ) в визуальном диапазоне длин волн доминирует излучение активного горячего компонента (в нашей терминологии — “теплого компонента”), которое, как и в 2011 г. (Есипов и др., 2013), может быть аппроксимировано либо спектром стандартного гиганта, либо спектром аккреционного диска. Пример такого спектра приведен на рис. 3. Отметим, что, помимо абсорбций, характерных для холодного компонента, в спектре наблюдается Бальмеровский скачок в поглощении, а также некоторые абсорбционные линии: CaII(K), G-полоса, дублет NaI и др. линии, связанные с “теплым” компонентом. Молекулярные полосы холодного компонента (преимущественно TiO) в ви-



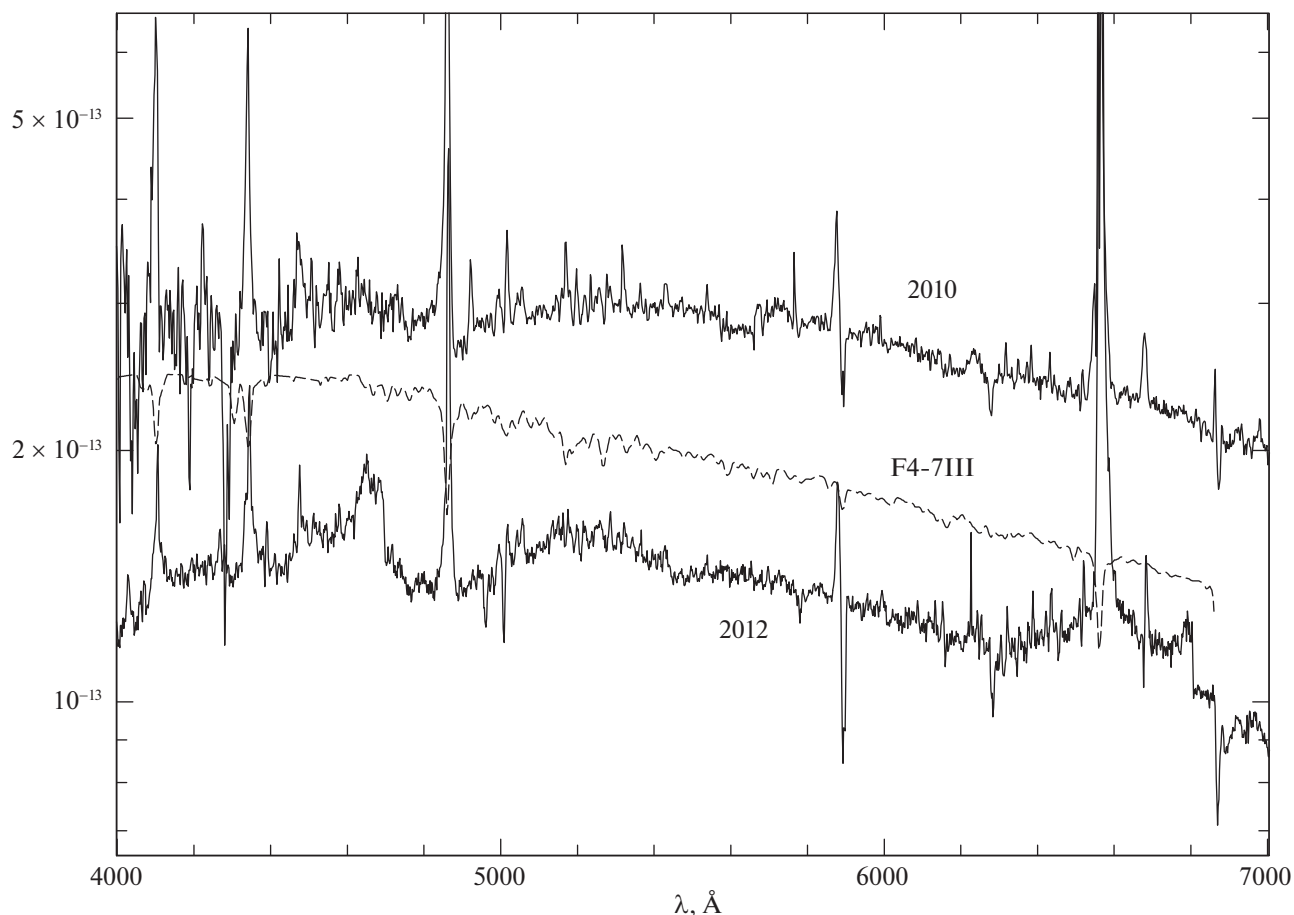
**Рис. 4.** Исправленный за межзвездное покраснение спектр V1413 Aql, полученный 24.09.2012 при  $\varphi = 0.981$  (тонкая сплошная линия), модельное излучение в континууме оптически тонкой туманности с  $T_e = 17\,000$  К (толстая линия) и модельное распределение энергии в спектре холодного компонента M5III (квадратики).

зуальном диапазоне замыты излучением “теплого” компонента и становятся заметны только ближе к  $\lambda = 7000$  Å. Отметим, что распределение энергии в спектре “теплого” компонента во все даты между 29 апреля и 13 августа 2012 г. достаточно хорошо аппроксимируется распределением энергии в спектрах стандартных гигантов спектральных классов F5-F9III.

В спектре, полученном вблизи центра затмения (24.09.2012,  $\varphi = 0.981$ ), излучение “теплого” компонента сильно ослаблено вследствие затмения его красным гигантом. Поэтому слабый Бальмеровский скачок наблюдается в эмиссии (он связан с излучением туманности), а молекулярные полосы красного гиганта стали заметны и в визуальном диапазоне (рис. 4). Но при этом нельзя утверждать, что излучение “теплого” компонента полностью отсутствует в спектре: континуум плохо моделируется суммой излучений только двух компонентов (туманности и холодного компонента). На рис. 4 видно, что модельный континуум хорошо согласуется с наблюдаемым только в области Бальмеровского скачка и в красной части спектра. Вероятно,

что дополнительный вклад в потоки в континууме вносит “теплый” компонент при неполном его затмении. И в качестве модели “теплого” компонента в этом случае более вероятной представляется модель с аккреционным диском, так как при этом его продольный размер будет больше, чем в модели со стандартным гигантом.

Поскольку в оптическом диапазоне на всех длинах волн наблюдается сумма потоков от активного горячего (“теплого”) компонента, холодного компонента и туманности (вклады всех этих компонентов могут быть переменными), то моделирование распределения энергии в континууме может приводить к неоднозначным выводам (Есипов и др., 2013). Поэтому наилучшее представление о распределении энергии в спектре затмеваемого (т.е. “теплого”) компонента дает нам разность двух спектров, полученных непосредственно до затмения и во время затмения. На рис. 5 показаны две подобные разности — полученные для минимумов 2010 и 2012 гг. (конкретные даты наблюдений приведены в подписи к рисунку). Оказалось, что форма распределения энергии в спектре затмевае-



**Рис. 5.** Исправленные за межзвездное покраснение разности спектров V1413 Aql: нижняя кривая — разность спектров, полученных до затмения 13.08.2012 и во время затмения 24.09.2012; верхняя кривая — разность спектров, полученных после затмения 07.07.2010 и во время затмения 16.05.2010. Штриховой линией показан спектр звезды F4–7III.

мого компонента практически не поменялась за два года, при этом уровень континуума упал почти в 2 раза, что согласуется с постепенным затуханием вспышки 2009 г.

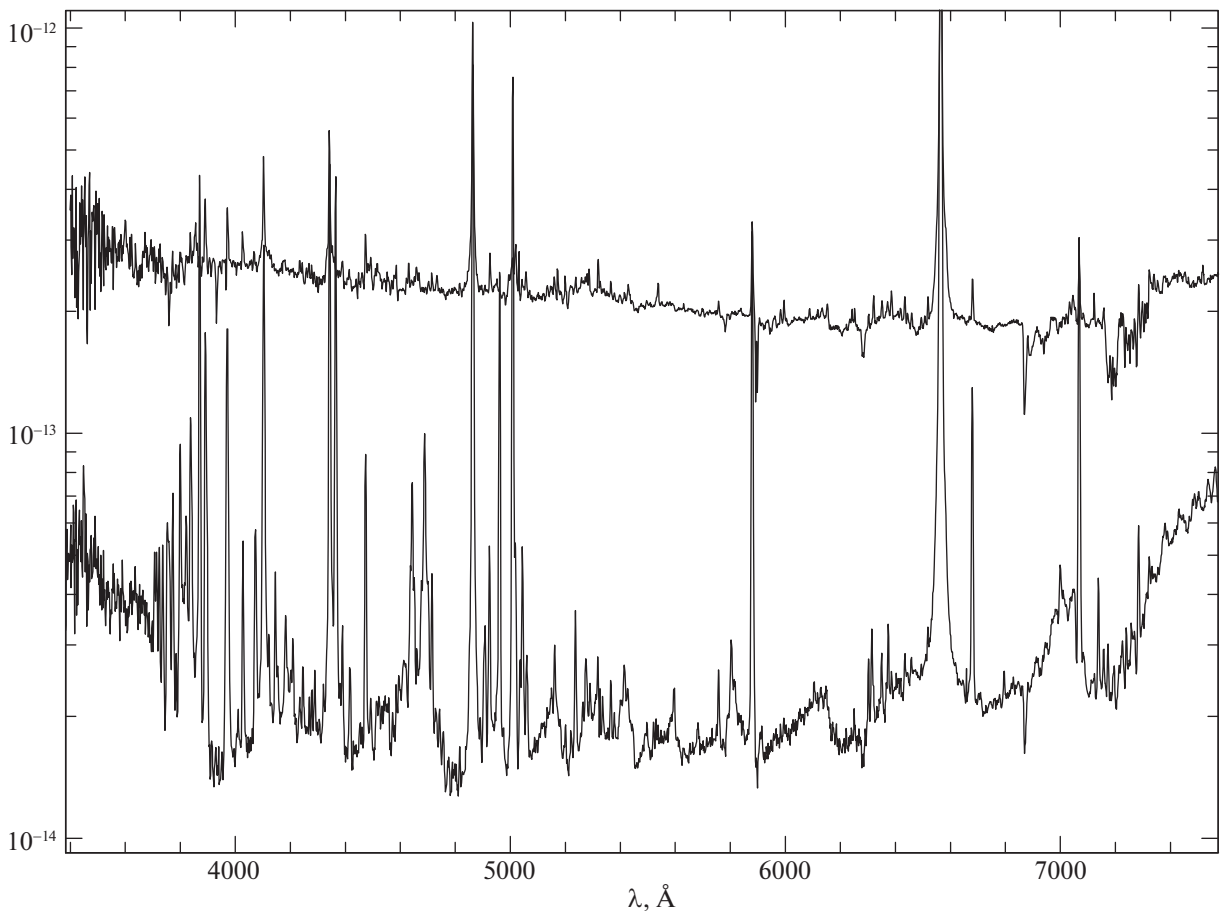
К сожалению, во время минимума 2012 г. наши спектральные наблюдения недостаточно плотно покрывают кривую затмения. Поэтому мы не можем сделать вывод о температурном профиле вспыхнувшего горячего компонента. Но из рис. 5 видно, что распределение энергии в спектре затмеваемой части горячего компонента плохо моделируется спектрами стандартных гигантов. Это является еще одним косвенным доказательством наличия в системе аккреционного диска.

Теперь рассмотрим, как менялся эмиссионный линейчатый спектр V1413 Aql во время минимума 2012 г. (см. табл. 1 и рис. 2). Так же, как и в 2010–2011 гг., в спектрах практически отсутствовала линия HeII 4686, что по спектральному критерию (Есипов и др., 2000) означает, что система находилась в активном состоянии. Слабая и широкая бленда CIII+NIII, 4640 наблюдалась во все даты

2012 г., хотя она и сильно ослабла во время минимума. Поскольку в спектрах отсутствует линия [OIII] 4959, можно с уверенностью утверждать, что основной вклад в эмиссию, наблюдавшуюся около 5006 Å, дает линия [FeII] 5006.7, а не [OIII] 5007. Яркие эмиссионные линии HII и HeI наблюдались во все даты, причем потоки в этих линиях демонстрируют явную фазовую зависимость (рис. 2). Таким образом, в активном состоянии V1413 Aql демонстрирует достаточно бедный эмиссионный линейчатый спектр, в котором отсутствуют линии ионов с высокими потенциалами ионизации. Такое поведение характерно для классических симбиотических звезд (КСЗ) в активном состоянии.

*Спокойное состояние 2017 г.* В работе I нами было показано, что согласно фотометрическому критерию ( $B-V = 0.6^m \pm 0.08^m$ ) система перешла в спокойное состояние в мае 2017 г. Причем это состояние длилось не дольше пяти месяцев (но и не меньше трех). Рассмотрим спектральную эволюцию в этот период времени.

Наш первый спектр спокойного состояния был



**Рис. 6.** Исправленные за межзвездное покраснение спектры V1413 Aql: нижняя кривая — спектр спокойного состояния, полученный 29.05.2017; верхняя кривая — спектр активного состояния, полученный 08.08.2013.

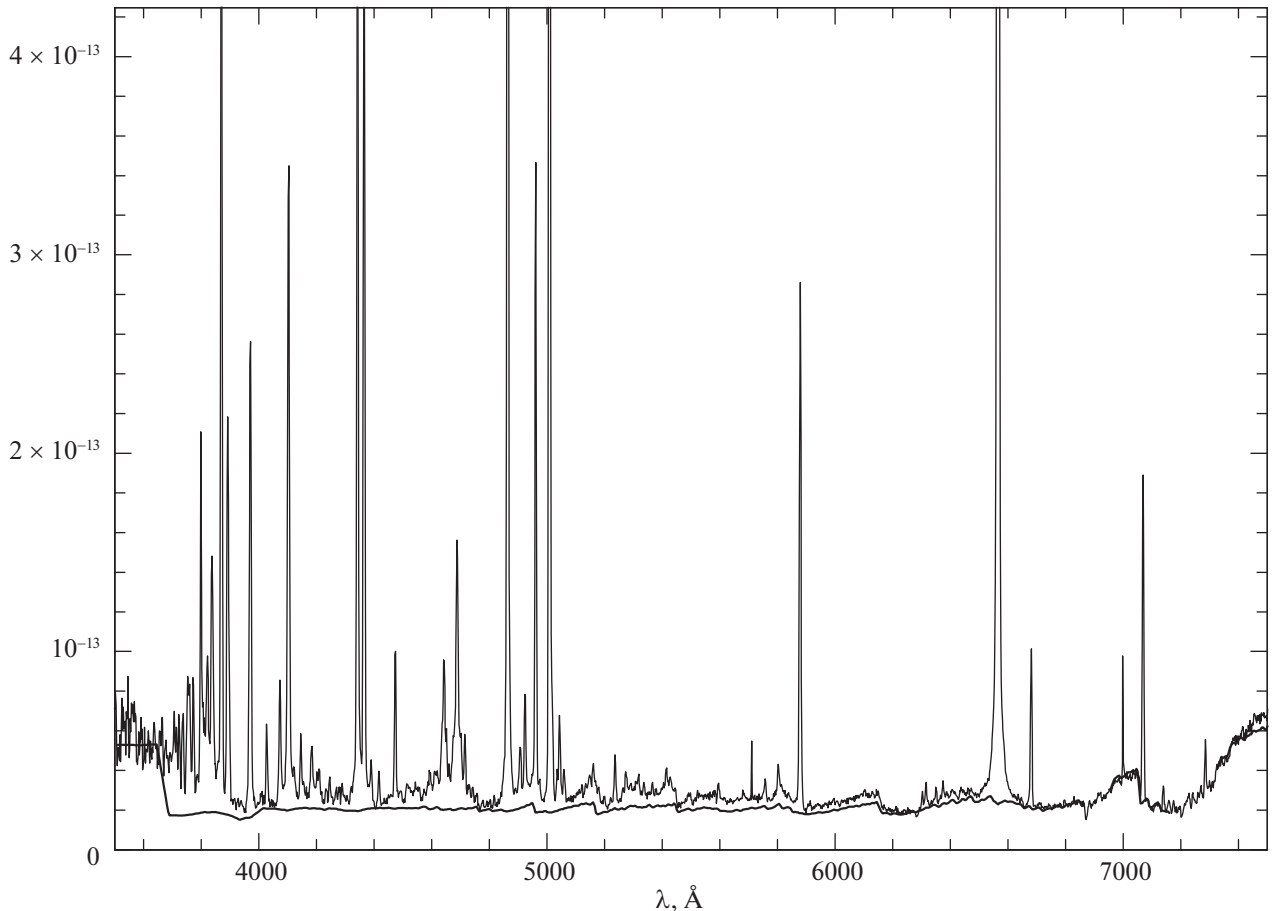
получен 29.05.2017 при орбитальной фазе  $\varphi \approx 0.92$ . Он радикально отличается от спектров активного состояния (см. рис. 6, на котором для сравнения приведен спектр активного состояния, полученный 08.08.2013). В спектре наблюдается Бальмеровский скачок в эмиссии, появились яркие запрещенные линии [OIII] и [NeIII], а также стала заметна линия HeII 4686 Å. Таким образом, и по спектральному критерию система V1413 Aql в конце мая 2017 г. находилась в спокойном состоянии. Отметим, что наличие в спектре линий ионизованного гелия свидетельствует о том, что в системе стал проявлять себя горячий компонент, причем его собственное излучение в оптическом диапазоне практически незаметно на фоне излучения туманности. За всю историю наблюдений V1413 Aql только один раз удалось зарегистрировать непрерывный спектр от горячего компонента. Это случилось 14 июня 1993 г., когда дата УФ-наблюдений (спутник IUE) случайно пришлась на начало предыдущего спокойного состояния (Есипов и др., 2000).

Все остальные спектры, полученные в 2017 г.,

также свидетельствовали о том, что система находилась в спокойном состоянии. Последний такой спектр был получен 26.08.2017. Таким образом, согласно спектральным данным, спокойное состояние продлилось как минимум три месяца. Отметим, что на кривой блеска в фильтре *B* в это время наблюдался плавный затменный минимум глубиной не более  $1^m$ , в отличие от резких и глубоких (амплитуда около  $2.5^m$ ) минимумов активного состояния. Подробнее фотометрические характеристики минимума 2017 г. были разобраны в работе I.

Рассмотрим спектр, полученный 02.07.2017 (рис. 7) практически в центре затмения 2017 г. ( $\varphi \approx 0.99$ ). В отличие от минимума 2012 г. (рис. 4) распределение энергии в непрерывном спектре в эту дату может быть достаточно хорошо представлено в виде суммы излучений красного гиганта спектрального класса M6III и оптически тонкой туманности с температурой  $T_e = 17\,000$  K. Таким образом, никаких следов дополнительного “теплого” компонента в эту дату не наблюдалось.

Однако при выходе системы из затмения в распределении энергии снова стал виден “теплый”



**Рис. 7.** Исправленный за межзвездное покраснение спектр V1413 Aql, полученный 02.07.2017 при  $\varphi \approx 0.99$  (тонкая линия). Толстой линией показана модельная кривая распределения энергии в континууме, состоящая из суммы излучений звезды M6III и оптически тонкой туманности с температурой  $T_e = 17\,000$  К.

компонент, пусть и сильно ослабленный (примерно в 20 раз) по сравнению с активным состоянием 2012 г. Самые быстрые изменения в спектре наблюдались между датами 30.07.2017 и 16.08.2017. Рассмотрим разность этих спектров (рис. 8). Она достаточно хорошо соответствует стандартному распределению энергии у звезд со спектральными классами F4–7III. Отметим, что красный гигант в системе V1413 Aql является переменной звездой (см., например, Татарникова и др., 2009). Однако за рассматриваемый интервал времени (17 дней) холодный компонент изменился мало. Тогда как, если мы возьмем разность спектров, полученных на выходе из минимума (26.08.2017) и вблизи центра затмения (02.07.2017), то на ней будут присутствовать остаточные молекулярные полосы, характерные для M-гигантов. Это свидетельствует о том, что холодный компонент заметно изменился между этими датами и этот факт необходимо учитывать при моделировании.

Как и у многих симбиотических звезд (Шмид,

Шилд, 1990), у V1413 Aql ни в одну из дат отношение потоков в линиях H $\alpha$  и H $\beta$  не соответствует случаю В небулярной рекомбинации ( $\sim 2.8$ , см. Остерброк, 1989). С учетом межзвездного покраснения из табл. 1 и 2 можно получить диапазон изменения отношения потоков в этих линиях: от 3.4 до 7. Отклонения от случая В связаны как с эффектами самопоглощения в линиях, так и с влиянием ударных процессов на населенности уровней. Поэтому для оценки меры эмиссии туманности используется поток в континууме за Бальмеровским скачком, в случае, если этот поток формируется оптически тонкой туманностью. При расстоянии 7 кпк (Gaia Collaboration, 2018) для спектра, полученного 26.08.2017 на фазе  $\varphi = 0.12$ , мера эмиссии, оцененная по небулярному континууму  $ME = 8.8 \times 10^{59} \text{ см}^{-3}$ , а по потоку в линии H $\beta$  —  $ME = 3.5 \times 10^{59} \text{ см}^{-3}$ .

Отметим, что в минимуме 2017 г. (02.07.2017,  $\varphi = 0.99$ ) поток за Бальмеровским скачком был примерно таким же, как на выходе из затмения 26.08.2017. При этом он был как минимум в 2.5 ра-



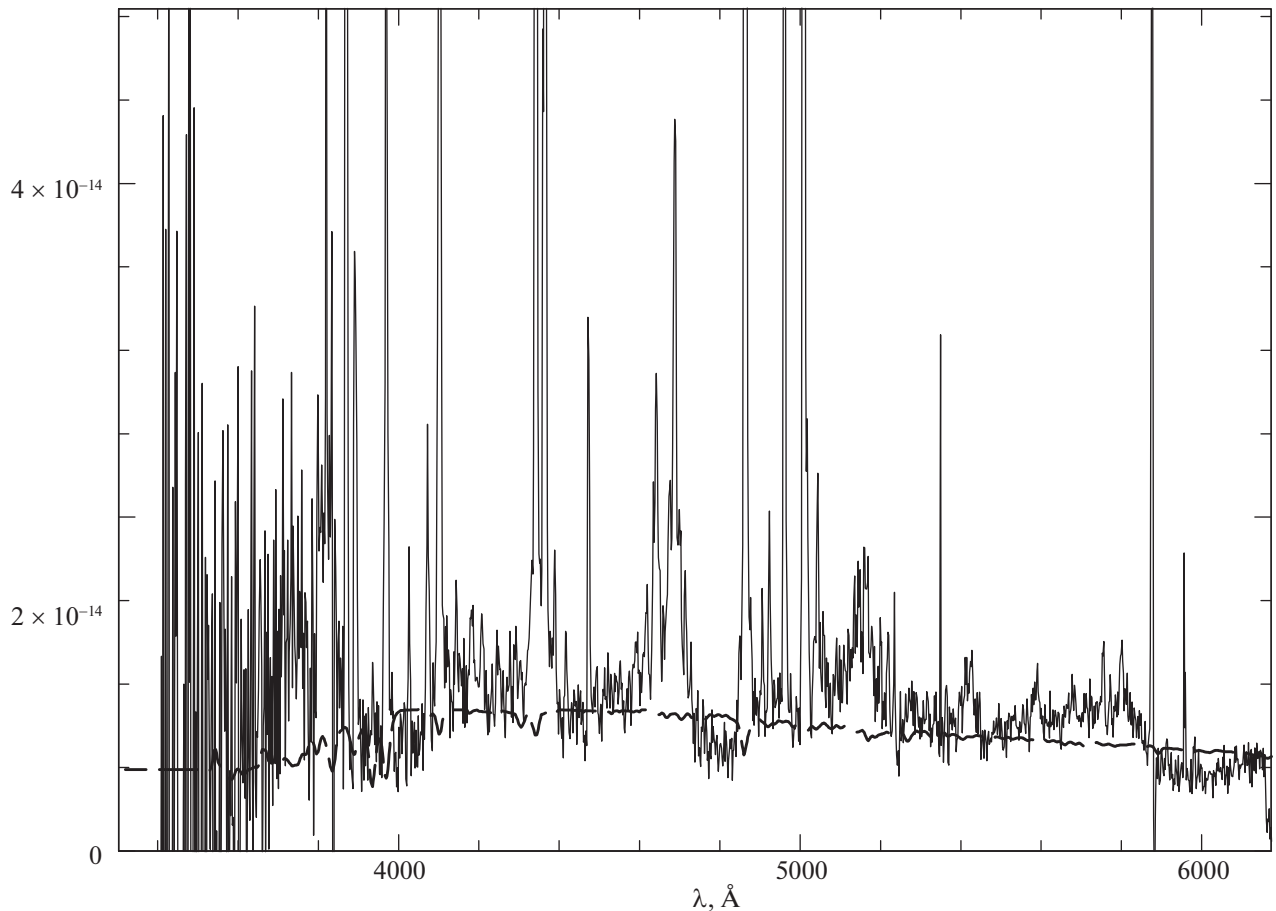


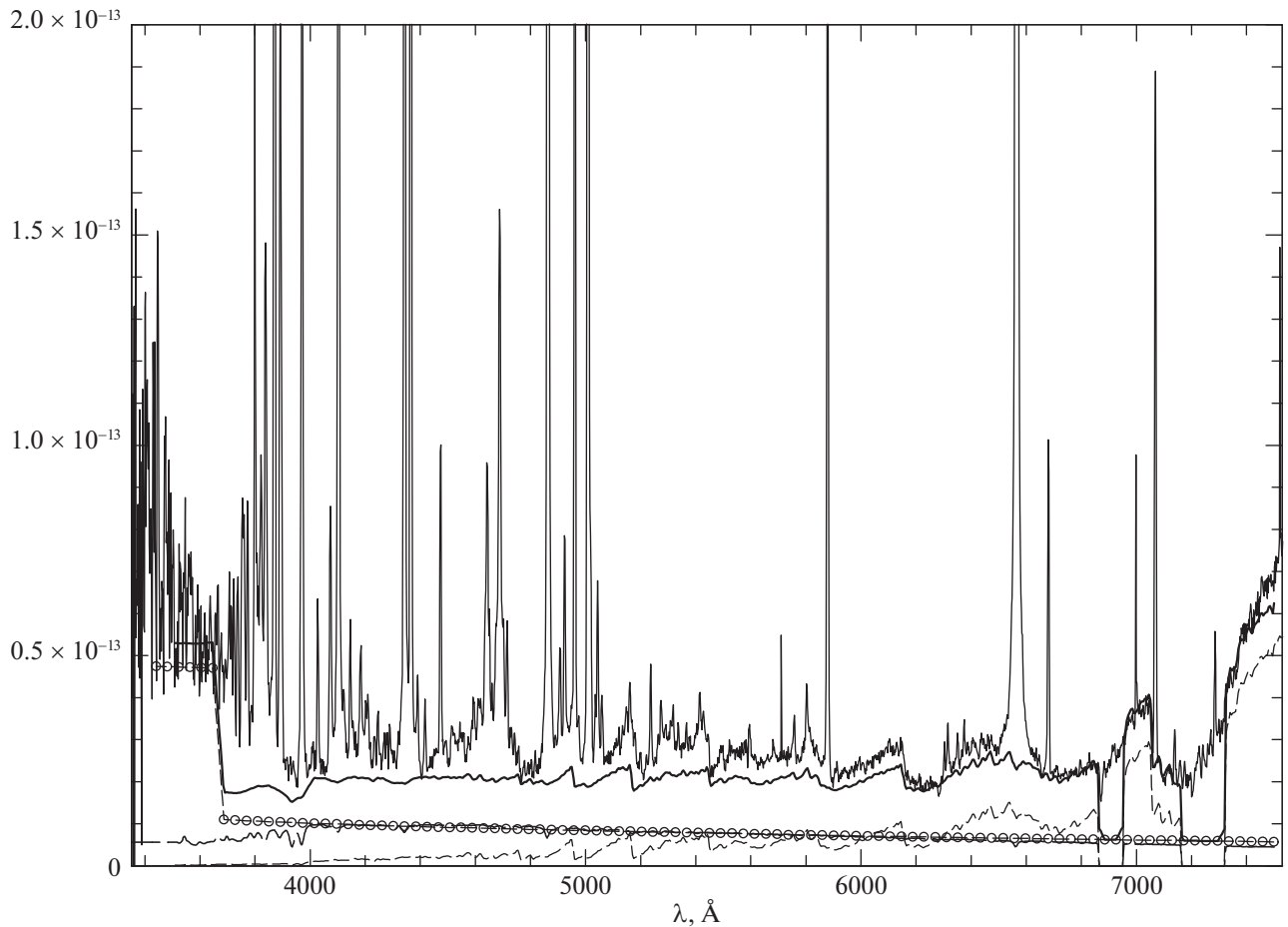
Рис. 8. Разность исправленных за межзвездное покраснение спектров V1413 Aql, полученных 30.07.2017 и 16.08.2017 (тонкая линия). Штриховой линией показано распределение энергии в спектре звезды F4–7III.

за выше, чем в минимуме 2012 г. на фазе  $\varphi = 0.981$ . Это свидетельствует о том, что в спокойном состоянии как минимум в 2.5 раза по сравнению с активным выросла мера эмиссии незатмеваемой части туманности. На остальных спектрах активного состояния оценить меру эмиссии туманности по потоку за Бальмеровским скачком не представляется возможным, так как в спектре в этом диапазоне доминирует “теплый” компонент.

Так как для оценки температуры горячего компонента мы используем модифицированный метод Занстра (Татарникова и др., 2000), в основе которого лежит отношение потока в линии HeII, 4686 Å к потоку в континууме на 3600 Å, нам важно, чтобы горячий компонент и туманность не испытывали затмения со стороны красного гиганта. В активном состоянии при орбитальных фазах  $\varphi \geq 0.1$  мы гарантированно избегаем эффектов, связанных с затмением. Однако в спокойном состоянии ситуация может быть другой — туманность имеет большие размеры и часть ее может затмеваться холодным компонентом. В этом случае наша оценка температуры горячего компонен-

та  $T_{\text{hot}} \approx 90\,000$  К, полученная для спектра от 26.08.2017 г. при  $\varphi = 0.12$ , является лишь верхней оценкой. Это связано с тем, что, применяя метода Занстра, мы основываемся на предположении о полном поглощении Lc-квантов в туманности. Тогда как и неполное поглощение Lc-квантов, и частичное затмение туманности холодным компонентом при фазах, близких к минимуму, будут давать одинаковый эффект. В результате чего модифицированная эквивалентная ширина линии HeII  $F(\text{HeII}, 4686)/F_{\text{cont}}(3600)$  будет увеличиваться, а значит, и получаемая из нее оценка температуры будет расти.

Отдельно подчеркнем два момента, влияющих на точность определения температуры горячего компонента по модифицированному методу Занстра. Во-первых, при фазе  $\varphi \approx 0.12$  (26.08.2017) горячий компонент несомненно вышел из затмения и, скорее всего, полностью перестала затмеваться расположенная рядом с горячим компонентом область дважды ионизованного гелия, в которой формируется излучение в линии HeII, 4686 Å. Во-вторых, влияние излучения, как холодного, так



**Рис. 9.** Исправленный за межзвездное покраснение спектр V1413 Aql, полученный 26.08.2017 при  $\varphi \approx 0.12$  (тонкая сплошная линия). Толстой линией показана модельная кривая распределения энергии в континууме, состоящая из суммы излучений отдельных компонентов: звезды M6III (тонкая штриховая линия), туманности с температурой  $T_e = 17\,000\text{ K}$  + горячего компонента с  $T_{\text{hot}} = 90\,000\text{ K}$  (кружки) и звезды F4–7III (толстая штриховая линия).

и “теплого” компонентов на суммарный поток в континууме на длине волны  $\lambda = 3600\text{ \AA}$  ничтожно мало (см. разложение континуума на отдельные компоненты на рис. 9). Так же принимаемая величина электронной температуры туманности в диапазоне  $T_e = 15\,000\text{--}20\,000\text{ K}$  мало влияет на оценку температуры горячего компонента (Есипов и др., 2000).

#### *Сравнение со спокойным состоянием 1993 г.*

Предыдущее спокойное состояние у системы V1413 Aql наблюдалось в 1993 г. Его длительность, согласно спектральным наблюдениям, составила не менее 102 сут (но не более 371 сут, если учитывать и спектральные, и фотометрические наблюдения). Подтвержденная спектральными наблюдениями длительность спокойного состояния в 2017 г. составляет 88 дней, а учитывая и фотометрические наблюдения, можно установить, что оно длилось не более пяти месяцев (см. статья I). Таким образом,

оба эти периода спокойного состояния схожи по длительности. Еще одна общая особенность заключается в том, что оба раза спокойное состояние наблюдалось вблизи затменного минимума. Но ни в 1993 г., ни в 2017 г. спокойное состояние не длилось целый орбитальный период. Поэтому характерная для спокойного состояния у КСЗ синусоидальная форма кривой блеска в случае V1413 Aql наблюдалась лишь в 1960-х годах (Мунари, 1992).

Обращает на себя внимание тот факт, что характеристики горячего компонента во время этих двух периодов спокойного состояния были схожи. Причем в 1993 г. оценка температуры горячего компонента в  $T_{\text{hot}} \approx 90\,000\text{ K}$ , полученная по данным оптической спектроскопии, была подтверждена данными УФ-наблюдений (по эквивалентной ширине линии HeII 1640 Å). В 2017 г. болометрический поток от горячего компонента был немного ниже, чем в 1993 г. ( $1.2 \times 10^{-9}\text{ эрг/см}^2\text{ с}$  и  $2 \times 10^{-9}\text{ эрг/см}^2\text{ с}$  соответственно).

Набор эмиссионных линий и потоки в них также были практически одинаковы во время спокойных состояний 1993 и 2017 гг. Средние отношения небулярных линий в 2017 г.  $R1 = [\text{OIII}](\lambda 5007 + \lambda 4959)/[\text{OIII}](\lambda 4363) = 2.31$  и  $R2 = [\text{OIII}](\lambda 5007 + \lambda 4959)/[\text{NeIII}](\lambda 3869) = 2.33$ . При отношении содержаний  $\text{O}/\text{Ne} = 7$  (что соответствует среднекосмическому значению) такие величины  $R1$  и  $R2$  соответствуют значениям  $n_e = 5 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$  и  $T_e = 12000 \text{ К}$  для той области туманности, в которой формируются эти линии. Эти оценки физических характеристик туманности практически совпадают с теми, что были получены исходя из спектра от 26.06.1993 г. (Татарникова и др., 2009). С другой стороны, они довольно сильно отличаются от того, что было получено в 2009 и 2011 гг. (когда в спектре V1413 Aql стали снова наблюдаться запрещенные линии, но система при этом все еще находилась в активном состоянии).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели два состояния симбиотической звезды V1413 Aql. Состояние 2012 г. относится к постепенному затуханию вспышки 2009 г. Ранее Есиповым и др. (2013) было показано, что во время затмения различные затмеваемые области вспыхнувшего компонента могут иметь различную эффективную температуру. Этот факт рассматривался как еще один аргумент в пользу того, что во время вспышки вокруг горячего компонента формируется аккреционный диск (мы его называем “теплым” компонентом системы, а в литературных источниках — вспыхнувшим горячим компонентом), который дает основной вклад в излучение в континууме в оптическом диапазоне длин волн. Однако в этот раз анализ спектральных данных, полученных во время минимума 2012 г., не позволил выявить распределение температуры по диску затмеваемого “теплого” компонента. Возможно, это связано не только с ослаблением активности у V1413 Aql, но и с недостаточным количеством спектральных данных, полученных при фазах, близких к затмению. Можно с уверенностью утверждать, что по сравнению с минимумом 2010 г. болометрический поток “теплого” компонента упал в 2 раза, при этом форма распределения энергии в континууме не поменялась, и система все еще находилась в активном состоянии.

V1413 Aql перешла в крайне редкое для этой системы спокойное состояние в мае 2017 г. Характеристики горячего компонента во время спокойного состояния 2017 г. были схожи с нашими оценками, полученными во время предыдущего спокойного состояния, наблюдавшегося в 1993 г. (Есипов и др., 2000). Температура горячего компонента и в 2017 г., и в 1993 г. составляла примерно 90 000 К.

А его светимость при расстоянии до системы  $d = 7 \text{ кпк}$  (Gaia Collaboration et al., 2018) составляла 1800 и 3200  $L_\odot$  в 2017 г. и 1993 г. соответственно. Такие светимости и температуры характерны для горячих компонентов классических симбиотических звезд (КСЗ) во время спокойного состояния. В активном состоянии светимость вспыхнувшего горячего (“теплого”) компонента несколько выше. Так, в максимуме вспышки 2009 г. согласно модельным расчетам, приведенным в работе Есипова и др. (2013), она достигла 6700  $L_\odot$ . Эта величина так же типична для вспыхнувших горячих компонентов КСЗ. Основное отличие системы V1413 Aql от КСЗ заключается в обратном соотношении длительности активного и спокойного состояний.

Однако к настоящему моменту наблюдения показывают, что некоторые КСЗ (например, BF Cyg, см. Томов и др., 2019), демонстрировавшие ранее вспышки, разделенные несколькими десятилетиями спокойного состояния, могут переходить в состояние “постоянной” вспышки, схожее по типу активности с V1413 Aql.

Все ранее наблюдавшиеся вспышки у V1413 Aql происходили по “холодному” сценарию. Это означает, что во время вспышки в оптическом и ближнем УФ-диапазонах вместо излучения горячего ( $T_{\text{hot}} = 90\,000 \text{ К}$ ) компонента и туманности доминирует излучение, характерное для звезд спектральных классов А–F, а в случае V1413 Aql даже и более поздних спектральных классов (Есипов и др., 2013). Таким образом, Бальмеровский скачок наблюдался в поглощении, линии ионов с высокими потенциалами ионизации сильно ослабевали (вплоть до полного исчезновения). В случаях, когда КСЗ с такими типами вспышек наблюдались и в дальнем УФ-диапазоне, становилось понятно, что у подобных систем повышение блеска в оптическом диапазоне сопровождалось падением блеска в далеком УФ-диапазоне (см., например, анализ вспышки BF Cyg в 1989 и 2006 гг. Миколаевска и др., 1989; Томов и др., 2019). Таким образом, в энергетическом смысле это не вспышка, а перераспределение энергии.

С другой стороны, у КСЗ-наблюдались и “горячие” вспышки, во время которых в оптическом и ближнем УФ-диапазонах по-прежнему доминировало излучение туманности. Бальмеровский скачок наблюдался в эмиссии, линий ионов с высокими потенциалами ионизации не только не пропадали, но потоки в них возрастали. При этом в распределении энергии мог наблюдаться некий дополнительный “теплый” компонент, с эффективной температурой, характерной для звезд спектральных классов А–F, но его вклад в континуум не был доминирующим (см. YY Her, Мунари и др., 1997).

Поскольку орбитальные периоды систем, демонстрирующих эти два типа вспышек, примерно одинаковы, холодные и горячие компоненты в спокойном состоянии у этих систем существенно не отличаются, можно было бы предположить, что отличия систем с “горячей” вспышкой от систем с “холодной” вспышкой кроются в угле наклона орбиты к лучу зрения.

Для окончательного установления природы “теплого” компонента необходимы наблюдения в широком спектральном диапазоне, прежде всего в УФ-диапазоне, включая спутниковые наблюдения.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа А.М. Татарникова поддержана грантом Программы развития МГУ “Ведущая научная школа “Физика звезд, релятивистских объектов и галактик”. А.А. Татарникова выражает благодарность за финансовую поддержку Российскому Научному Фонду (грант 17-12-01241, Постановка задачи, анализ спектральных данных).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аллен (D.A. Allen), Proc. Astron. Soc. Australia **5**, 369 (1984).
2. Бурнашёв В.И., Бюлл. Абастуманск. астрофиз. обсерв. **59**, 83 (1985).
3. Валдес и др. (F. Valdes, R. Gupta, J.A. Rose, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **152**, 251 (2004).
4. Есипов В.Ф., Таранова О.Г., Юдин Б.Ф., Астрофизика **29**, 285 (1988).
5. Есипов В.Ф., Колотилов Е.А., Николаевска И. и др., Письма в Астрон. журн. **26**, 200 (2000) [V.F. Esipov, E.A. Kolotilov, I. Mikolajewska, et al., Astron. Lett. **26**, 162 (2000)].
6. Есипов В.Ф., Тарасова Т.Н., Татарников А.М., Татарникова А.А., Письма в Астрон. журн. **39**, 521 (2013) [V.F. Esipov, T.N. Tarasova, A.M. Tatarnikov, A.A. Tatarnikova, Astron. Lett. **39**, 458 (2013)].
7. Есипов и др. (V.F. Esipov, E.A. Kolotilov, G.V. Komissarova, et al.), Contrib. Astron. Observ. Skalnat Pleso **43**, 485, (2014).
8. Колотилов Е.А., Комиссарова Г.В., Татарникова А.А., Татарников А.М., Шенаврн В.И., Письма в Астрон. журн. **38**, 530 (2012) [E.A. Kolotilov, G.V. Komissarova, A.A. Tatarnikova, A.M. Tatarnikov, V.I. Shenavrin, Astron. Lett. **38**, 468 (2012)].
9. Николаевска и др. (J. Mikolajewska, M. Mikolajewski, and S.J. Kenyon), Astron. J. **98**, 1427 (1989).
10. Мунари (U. Munari), Astron. Astrophys. **257**, 163 (1992).
11. Мунари и др. (Мунари У., Колотилов Е.А., Попова А.А., Юдин Б.Ф.), Астрон. журнал **74**, 898 (1997) [U. Munari, E.A. Kolotilov, A.A. Popova, B.F. Yudin, Astron. Rep. **41**, 802 (1997)].
12. Остерброк (D.E. Osterbrock), *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei* (Univ. Sci. Book, Mill Valley, California, 1989).
13. Силва, Корнелл (D.R. Silva and M.E. Cornell), Astrophys. J. Suppl. Ser. **81**, 865 (1992).
14. Татарникова А.А., Татарников А.М., Есипов В.Ф. и др., Письма в Астрон. журн. **35**, 206 (2009) [A.A. Tatarnikova, A.M. Tatarnikov, V.F. Esipov, et al., Astron. Lett. **35**, 182 (2009)].
15. Татарникова и др. (Татарникова А.А., Речкуба М., Бусон Л.М. и др.), Астрон. журн. **77**, 220 (2000) [A.A. Tatarnikova, M. Rejkuba, L.M. Buson, E.A. Kolotilov, U. Munari, B. F. Yudin, Astron. Rep. **44**, 190 (2000)].
16. Томов и др. (N.A. Tomov, M.T. Tomova, and D.V. Bisikalo), Bulgarian Astron. J. **30**, 60 (2019).
17. Шалте-Ладбек (R. Schulte-Ladbeck), Messenger **39**, 3 (1985).
18. Шмид, Шилд (H.M. Schmid and H. Schild), MNRAS **246**, 84 (1990).
19. Gaia Collaboration (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, et al.), Astron. Astrophys. **616**, 22, (2018).

# МОДЕЛЬ ПЫЛЕВОЙ ОБОЛОЧКИ УГЛЕРОДНОЙ МИРИДЫ V CgB ПО ДАННЫМ ФОТОМЕТРИИ, СПЕКТРОСКОПИИ ИК-ДИАПАЗОНА И СПЕКЛ-ПОЛЯРИМЕТРИИ

© 2020 г. А. А. Федотьева<sup>1,2\*</sup>, А. М. Татарников<sup>2</sup>,  
Б. С. Сафонов<sup>2</sup>, В. И. Шенаврин<sup>2</sup>, Г. В. Комиссарова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет Московского государственного  
университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2</sup>Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга  
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Поступила в редакцию 18.10.2019 г.

После доработки 21.11.2019 г.; принята к публикации 05.12.2019 г.

Представлены данные *UBVJHKLM* фотометрии углеродной мириды V CgB. ИК-наблюдения осуществлялись на временном интервале 1989–2018 гг., а данные в фильтрах *U*, *B* и *V* были получены в 2001–2014 гг. Проведен анализ кривых блеска и показателей цвета звезды. Период пульсаций V CgB в ИК-полосах *JHKLM* оказался равным 355<sup>d</sup>, а для полос *BV* оптического диапазона составил 352<sup>d</sup>. В фильтрах *JHK*, помимо периодических пульсаций, хорошо заметны синусоидальные изменения среднего уровня блеска с характерным периодом ~8300 сут. Были выявлены закономерности между цветом и блеском для фильтров инфракрасного и оптического диапазонов. Фазовые кривые демонстрируют зависимость амплитуды изменения блеска от длины волны. Обсуждаются особенности кривых блеска для разных фильтров и показателей цвета. Построена модель сферически-симметричной околозвездной пылевой оболочки, позволяющая одинаково хорошо (в рамках модельных предположений) воспроизвести наблюдаемое SED и в максимуме, и в минимуме блеска, а также согласующаяся с наблюдениями V CgB методом дифференциальной спекл-поляриметрии. Модель характеризуется следующими параметрами: оптическая толщина  $\tau_K = 0.33$ , внутренний и внешний радиусы оболочки — 8 а.е. и 40 000 а.е. соответственно. Оболочка содержит сферические углеродные пылинки (3/4 по массе) и пылинки из карбида кремния. Пылинки с радиусом 0.5 мкм составляют 90% массы оболочки. Оставшиеся 10% массы приходятся на более мелкую пыль с радиусом 0.1 мкм. По данным наблюдений сделана оценка болометрического потока излучения V CgB:  $2.6 \times 10^{-7}$  эрг/см<sup>2</sup>с и  $5.1 \times 10^{-7}$  эрг/см<sup>2</sup>с в минимуме и максимуме блеска соответственно. Эффективная температура звезды в максимуме блеска составила  $T_{\max} = 3000$  К, а в минимуме блеска —  $T_{\min} = 2400$  К.

**Ключевые слова:** углеродные звезды, AGB-звезды, спекл-интерферометрия, поляриметрия, пылевые оболочки.

DOI: 10.31857/S0320010820010015

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Звезда V CgB является долгопериодической переменной типа Миры Кита — миридой. Звезды этого типа находятся на диаграмме Герцшпрунга–Рессела в верхней части асимптотической ветви гигантов (AGB-звезды) и имеют светимость  $\geq 10^3 L_{\odot}$  и эффективную температуру  $\leq 3000$  К. На этом этапе эволюции они теряют вещество со скоростью выше  $10^{-8} M_{\odot}$ /год и окружены расширяющейся газопылевой оболочкой. Звезды типа Миры Кита

являются физическими переменными — они пульсируют, изменяя свои размеры и эффективную температуру.

V CgB принадлежит к классу углеродных мирид, имеет спектральный класс C6.2e и, согласно Самусю и др. (2017), изменяет свой блеск с периодом  $P \approx 357^d_{63}$ . В работе Тарановой и Шенаврину (2004) приведены средние значения показателей цвета *J–H*, *K–L* и *L–M* и кривые блеска в полосе *J* и показателей цвета *J–H*, *K–L* и *L–M* за 1998–2003 гг., что соответствует примерно пяти периодам колебаний. Кривые блеска в ИК-диапазоне за 3.5 периода приведены также в

\*Электронный адрес: fedotieva2010@yandex.ru

статье Прайса и др. (2010). В этой работе получены оценки периодов колебаний блеска в полосах 1.25, 2.2, 3.5 и 4.8 мкм — от 350 до 391 сут. Помимо этого, авторы указывают на наличие заметного ( $\sim 1/6$  периода) фазового сдвига между оптической и ИК-кривыми блеска.

Распределение энергии в спектре V CrB исследовалось в работе Аоки и др. (1999). Авторы обращают внимание на присутствие умеренного избытка излучения в инфракрасной области, а также заметной особенности на 11.3 мкм, обусловленной присутствием SiC в околозвездной среде (Трефферс, Коэн, 1974). Эти факты свидетельствуют о наличии пылевой оболочки, излучающей в ИК-диапазоне и содержащей в своем составе пылинки из карбида кремния.

В работе Хофманна и др. (2000) приводятся данные интерферометрических наблюдений V CrB в полосе K — угловой диаметр звезды вблизи максимума блеска 1999 г. (при  $\varphi = 0.93$  по определенным в настоящей работе эфемеридам) был равен  $7.9 \pm 0.2$  mas. Авторы по наблюдениям в ближнем ИК-диапазоне оценили болометрический поток ( $F_{\text{bol.max}} = 52.8 \times 10^{-8}$  эрг/см<sup>2</sup> с) и вычислили температуру ( $T_{\text{eff}} = 2325$  K) звезды вблизи максимума блеска.

Оценки эффективной температуры V CrB у разных авторов отличаются: от 2090 K у Берго и др. (2001) до 2950 K у Килстона (1975).

Межзвездное поглощение в направлении V CrB невелико. Груневеген и др. (1998) оценили  $A_V = 0.1$ , а Мензис и др. (2006) —  $A_V = 0.04$ . В ИК-диапазоне межзвездным поглощением до V CrB можно пренебречь.

В настоящей работе мы представляем результаты исследования параметров переменности V CrB в оптическом и ИК-диапазонах по данным фотометрии, полученным на большом временном интервале, а также оценку физических параметров околозвездной пылевой оболочки и центральной звезды — углеродной мириды. Определение параметров проводилось в фазах пульсационного максимума и минимума с использованием данных, полученных в широком спектральном диапазоне 0.4–100 мкм. В качестве спектров центрального источника излучения использовались модели атмосфер углеродных звезд Арингера и др. (2009). Это позволило сделать надежную оценку параметров центральной звезды (прежде всего — температуры). Привлечение результатов наблюдений методом дифференциальной спекл-поляриметрии с высоким угловым разрешением обеспечило оценку количества мелкой пыли в околозвездной оболочке.

## 2. НАБЛЮДЕНИЯ

### 2.1. Фотометрические наблюдения

Фотометрические наблюдения V CrB в полосах JHKLM проводились на 1.25-м телескопе Крымской астрономической станции ГАИШ с InSb-фотометром в 1989–2018 гг. Описание фотометра и первичной редукиции данных приведено в работах Наджиба и др. (1986) и Шенаврину и др. (2011). В качестве ИК-стандарта была выбрана звезда BS 5932:  $J = 1.82$ ,  $H = 0.96$ ,  $K = 0.77$ ,  $L = 0.54$ ,  $M = 0.86$ . Ошибка измерений блеска не превышает  $0^{\text{m}}02$ .

UBV-фотометрия V CrB проводилась на 60-см телескопе Крымской астрономической станции ГАИШ в 2001–2014 гг. с фотометром конструкции Лютого (1971). В качестве стандарта использовалась звезда HD 137630 = SAO 64699. Согласно Геттеру и Хьюитту (1984), ее блеск составляет:  $B = 8.22$ ,  $V = 7.02$ . Точность оценок блеска в фильтрах B и V не хуже  $0^{\text{m}}02$  (падает до  $0^{\text{m}}05$  при блеске слабее  $15^{\text{m}}$  в фильтре B), точность в фильтре U около  $0^{\text{m}}05$  в районе максимумов блеска и падает до  $0^{\text{m}}2$  при блеске слабее  $17^{\text{m}}$ . Последнее связано с отсутствием цветовых уравнений редукиции инструментальной величины для столь красных звезд и трудностью учета возможной красной утечки фотометра при показателях цвета  $U - V > 7^{\text{m}} - 8^{\text{m}}$ . Результаты фотометрии в фильтре U в работе не используются и приводятся для справки. В табл. 1 приведены результаты ИК-фотометрии V CrB в 1989–2018 гг., а в табл. 2 — оптической фотометрии в 2001–2014 гг.

### 2.2. Дифференциальная спекл-поляриметрия

Дифференциальная спекл-поляриметрия (ДСП) — это метод исследования распределения поляризованного потока в астрофизических объектах с дифракционным разрешением для данного телескопа. Мы реализуем метод на специализированном приборе — спекл-поляриметре (СПП), установленном на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ. Прибор представляет собой комбинацию двухлучевого поляриметра и спекл-интерферометра видимого диапазона. В качестве детектора применяется быстрая ПЗС-матрица с электронным усилением. Конструкция прибора подробно описана в работе Сафонова и др. (2017).

Наблюдения V CrB, которые мы используем в данной работе, были получены в полосе  $R_c$  21 января 2019 г., на фазе пульсаций 0.2. Прибор был смонтирован в фокусе Нэсмита, коррекция за поляризационные аберрации была выполнена по методике Сафонова и др. (2019). Также для сравнения мы будем рассматривать наблюдения тем же методом и в той же спектральной полосе звезды без оболочки HIP71251, выполненные 27.05.2018.

Таблица 1. Результаты фотометрических *JHKLM*-наблюдений V СгВ

JD 2400000+	<i>J</i>	<i>H</i>	<i>K</i>	<i>L</i>	<i>M</i>
47577.6	4.47	3.18	2.10	0.95	0.62
47638.4	3.93	2.79	1.73	0.61	0.20
47643.4	3.83	2.74	1.81	0.55	0.32
47665.5	3.61	2.50	1.63	0.39	0.07
47680.4	3.35	2.20	1.39	0.19	-0.04
47943.4	4.25	3.04	2.04	0.86	0.54
48020.5	3.58	2.52	1.68	0.47	0.14
48137.3	3.64	2.35	1.48	0.35	0.10
49444.6	3.98	2.83	1.92	0.68	0.29
49491.4	3.50	2.37	1.52	0.31	0.06
49883.3	3.43	2.30	1.43	0.26	0.02
50980.4	3.09	1.94	1.15	0.04	-0.06
51010.3	3.15	1.94	1.13	0.06	-0.05
51038.3	3.37	2.05	1.24	0.14	0.03
51065.2	3.60	2.28	1.36	0.24	0.07
51180.6	4.18	2.91	1.86	0.74	0.52
51199.6	4.08	2.81	1.79	0.66	0.39
51205.6	4.04	2.81	1.79	0.69	0.43
51302.4	2.92	1.85	1.11	0.04	-0.11
51321.4	2.98	1.88	1.15	0.03	-0.02
51327.4	2.79	1.70	0.96	-0.10	-0.17
51351.3	2.85	1.74	1.00	-0.12	-0.12
51384.3	3.19	1.94	1.13	-0.03	-0.09
51452.2	4.20	2.79	1.69	0.42	0.38
51645.5	3.30	2.22	1.31	0.17	-0.01
51683.4	3.14	1.99	1.14	0.04	-0.13
51708.4	3.08	1.90	1.08	-0.02	-0.14
51740.3	3.27	2.04	1.13	0.05	-0.03
51768.3	3.52	2.23	1.32	0.18	0.07
51777.3	3.62	2.31	1.34	0.22	0.07
51802.2	3.91	2.57	1.53	0.38	0.28
51950.7	3.98	2.77	1.78	0.64	0.34
51976.6	3.56	2.46	1.56	0.40	0.16



Таблица 1. Продолжение

JD 2400000+	<i>J</i>	<i>H</i>	<i>K</i>	<i>L</i>	<i>M</i>
52007.5	3.05	2.00	1.24	0.12	-0.06
52012.5	3.05	1.98	1.21	0.08	-0.10
52035.4	2.92	1.85	1.10	0.05	-0.09
52071.4	2.99	1.85	1.11	-0.03	-
52124.3	3.38	2.11	1.30	0.12	0.09
52125.3	3.39	2.15	1.28	0.13	0.07
52153.2	3.82	2.49	1.55	0.31	0.30
52188.2	4.31	2.90	1.79	0.55	0.51
52211.2	4.55	3.15	2.00	0.72	0.66
52309.6	4.28	3.02	1.93	0.75	0.52
52381.5	3.24	2.12	1.23	0.07	-0.15
52391.4	3.26	2.10	1.24	0.07	-0.10
52418.4	3.11	1.97	1.10	-0.01	-0.24
52486.3	3.58	2.27	1.37	0.18	0.13
52514.3	3.90	2.56	1.57	0.35	0.31
52540.2	4.22	2.86	1.82	0.62	0.60
52694.6	3.66	2.52	1.62	0.38	0.15
52724.5	3.18	2.07	1.29	0.10	-0.14
52740.5	3.10	2.01	1.22	0.04	-0.21
52752.5	3.09	1.93	1.16	0.00	-0.15
52774.4	3.09	1.93	1.14	-0.05	-0.23
52801.4	3.24	2.03	1.18	-0.04	-0.17
52832.3	3.67	2.37	1.42	0.14	-0.04
52867.3	4.15	2.78	1.73	0.39	0.19
53072.5	3.82	2.56	1.60	0.29	0.10
53100.5	3.75	2.49	1.47	0.17	-0.05
53127.4	3.75	2.44	1.44	0.16	-0.02
53135.4	3.75	2.42	1.46	0.16	0.01
53191.3	4.11	2.70	1.65	0.34	0.16
53216.3	4.46	2.95	1.85	0.47	0.37
53486.5	3.39	2.13	1.28	0.07	-0.12
53539.4	3.63	2.32	1.45	0.22	0.16
53566.3	4.08	2.65	1.63	0.32	0.21

Таблица 1. Продолжение

JD 2400000+	<i>J</i>	<i>H</i>	<i>K</i>	<i>L</i>	<i>M</i>
53600.3	4.57	3.03	1.96	0.59	0.50
53788.7	3.39	2.21	1.38	0.15	-0.06
53816.5	3.30	2.08	1.24	0.03	-0.19
53830.5	3.31	2.06	1.24	0.02	-0.14
53869.4	3.60	2.24	1.34	0.09	-0.02
53875.5	3.68	2.34	1.39	0.12	-0.02
53921.3	4.41	2.97	1.78	0.40	0.09
53952.3	4.97	3.48	2.14	0.70	0.60
53965.2	5.13	3.61	2.26	0.86	0.64
54156.6	4.13	2.81	1.69	0.33	0.00
54219.4	4.02	2.66	1.60	0.26	-0.03
54251.4	4.22	2.84	1.71	0.38	0.18
54284.3	4.55	3.07	1.94	0.58	-0.04
54306.3	4.71	3.30	2.08	0.73	0.49
54336.2	4.87	3.50	2.27	0.94	0.69
54479.7	3.52	2.44	1.56	0.31	-0.01
54577.5	3.60	2.35	1.45	0.18	0.09
54605.3	3.94	2.62	1.61	0.33	0.09
54641.3	4.36	2.97	1.84	0.53	0.40
54659.3	4.54	3.12	1.99	0.66	0.55
54692.3	4.76	3.38	2.16	0.87	0.62
54700.3	4.74	3.41	2.19	0.89	0.68
54895.6	3.31	2.15	1.31	0.14	-0.12
54931.5	3.33	2.16	1.31	0.16	-0.07
54969.4	3.65	2.36	1.51	0.30	0.13
54985.3	3.84	2.53	1.63	0.41	0.21
55019.3	4.31	2.94	1.91	0.64	0.51
55024.3	4.33	2.98	1.94	0.70	0.57
55049.3	4.50	3.15	2.05	0.80	0.56
55056.2	4.53	3.16	2.07	0.84	0.58
55270.6	3.09	1.93	1.18	0.03	-0.13
55319.4	3.81	2.48	1.53	0.26	0.11
55408.3	4.51	3.16	2.03	0.77	0.59

Таблица 1. Продолжение

JD 2400000+	<i>J</i>	<i>H</i>	<i>K</i>	<i>L</i>	<i>M</i>
55431.2	4.41	3.10	2.00	0.82	0.51
55468.2	4.22	2.95	1.94	0.72	0.58
55672.4	3.68	2.39	1.48	0.31	0.13
55699.4	3.95	2.70	1.68	0.49	0.31
55729.4	4.24	2.99	1.86	0.72	0.63
55755.3	4.26	3.04	1.92	0.79	0.58
55762.3	4.23	3.00	1.90	0.81	0.57
55781.3	4.16	2.96	1.90	0.80	0.52
55783.3	4.16	2.95	1.89	0.81	0.54
55794.3	4.08	2.91	1.86	0.76	0.53
55819.2	3.94	2.79	1.82	0.68	0.52
56004.5	3.31	2.14	1.30	0.17	0.08
56005.5	3.32	2.13	1.31	0.18	0.00
56033.4	3.65	2.39	1.48	0.32	0.17
56058.4	3.93	2.66	1.66	0.51	0.41
56081.4	4.13	2.87	1.80	0.66	0.47
56091.4	4.20	2.93	1.86	0.72	0.53
56111.3	4.25	3.04	1.89	0.79	0.59
56147.3	3.98	2.84	1.81	0.73	0.56
56358.6	3.19	2.03	1.22	0.11	0.02
56411.5	3.91	2.62	1.62	0.44	0.39
56434.4	4.14	2.83	1.76	0.61	0.48
56470.3	4.17	2.93	1.82	0.74	0.67
56488.3	4.07	2.86	1.80	0.71	0.47
56493.3	4.03	2.83	1.78	0.70	0.48
56517.3	3.98	2.80	1.78	0.73	0.41
56818.4	4.02	2.81	1.82	0.74	0.60
56849.3	3.88	2.69	1.78	0.73	0.49
56871.3	3.73	2.64	1.73	0.64	0.35
56883.3	3.66	2.58	1.69	0.60	0.52
57103.6	3.66	2.39	1.47	0.36	0.24
57125.5	3.86	2.58	1.62	0.47	0.34
57205.4	3.83	2.64	1.67	0.60	0.50

Таблица 1. Окончание

JD 2400000+	<i>J</i>	<i>H</i>	<i>K</i>	<i>L</i>	<i>M</i>
57229.3	3.72	2.58	1.67	0.59	0.44
57262.2	3.40	2.35	1.55	0.50	0.32
57270.2	3.25	2.25	1.51	0.43	0.30
57528.4	4.30	3.09	2.01	0.91	0.71
57559.4	4.32	3.13	2.02	0.96	0.78
57567.3	4.25	3.09	1.99	0.93	0.84
57585.3	4.08	2.96	1.91	0.84	0.58
57595.3	3.97	2.88	1.89	0.80	0.56
57625.2	3.77	2.73	1.79	0.65	0.46
57640.2	3.53	2.52	1.62	0.53	0.27
57812.6	3.38	2.18	1.33	0.27	0.24
57835.5	3.68	2.44	1.51	0.40	0.33
57855.5	3.92	2.66	1.68	0.56	0.54
57878.4	4.05	2.80	1.77	0.68	0.64
57909.4	4.08	2.85	1.85	0.74	0.52
57973.3	3.69	2.60	1.72	0.59	0.52
57978.3	3.64	2.58	1.67	0.56	0.49
58232.5	4.23	2.96	1.93	0.70	0.55
58253.4	4.30	3.07	1.99	0.78	0.63
58295.3	4.14	3.00	1.98	0.72	0.47
58336.3	3.88	2.78	1.87	0.64	0.51
58350.3	3.72	2.68	1.80	0.58	0.31

### 3. ПЕРЕМЕННОСТЬ V CRB

На рис. 1 приведены кривые изменения блеска мириды в фильтрах *V*, *J* и *M* и показателей цвета *B–V*, *J–K*. Анализ кривых в случае V CrB несколько затрудняется близостью периода пульсаций звезды к году. Особенно это заметно в оптическом диапазоне, где с 2001 г. и вплоть до минимума 2011 г. звезда наблюдалась лишь на нисходящей ветви кривой блеска, а в 2011–2015 гг. на период видимости пришлись фазы минимума блеска звезды.

В инфракрасной области спектра V CrB доступна наблюдениям в течение большего времени в году. Кроме того, ИК-наблюдения охватывают более 30 пульсационных периодов мириды. Поэтому в фильтрах *JHK*, помимо периодических пульсаций, хорошо заметны синусоидальные изменения среднего уровня блеска (рис. 1). Они происходят с характерным временем  $\sim 8300$  сут (22.7 года) и амплитудой  $0^m2-0^m6$ . Фазы этих колебаний в

разных фильтрах совпадают, а амплитуда падает с увеличением длины волны. В фильтрах *L* и *M* периодические изменения среднего уровня блеска не наблюдаются. Кажущееся снижение среднего уровня блеска в фильтре *M* после 2014 г. связано с тем, что звезда была доступна наблюдениям лишь вблизи ее пульсационных минимумов.

Еще одна особенность, которую можно отметить, глядя на рис. 1, — значительные изменения амплитуды пульсационных колебаний блеска мириды. Видно, что в фильтре *J* максимумы блеска 2004 и 2007 гг. были почти на  $0^m7-0^m8$  слабее, чем соседние. При этом показатель цвета *J–K* оказался аномально красным для фазы максимума ( $J-K > 2^m4$ ). Изменение амплитуды было хорошо заметно и в коротковолновом диапазоне. А в полосах *L* и *M* поведение мириды в максимумах 2004 и 2007 гг. ничем не выделялось (см. рис. 1 и табл. 1, 2).

На рис. 1 видно, что показатель цвета *B–V* меняется в значительных пределах — примерно от

Таблица 2. Результаты фотометрических  $UBV$ -наблюдений V СгВ

JD 2400000+	$U$	$B$	$V$	JD 2400000+	$U$	$B$	$V$
52054	17.10	10.58	7.57	53170	17.49	12.90	9.42
52064	14.26	10.71	7.66	53174	17.78	13.00	9.50
52069	16.09	10.84	—	53182	17.22	13.23	9.64
52092	15.61	11.27	8.07	53194	—	13.49	9.79
52107	16.44	11.58	8.29	53203	—	13.76	10.00
52121	—	11.58	8.53	53205	—	13.88	10.04
52160	—	13.28	9.34	53217	—	14.45	10.21
52186	—	14.17	9.87	53231	—	14.76	10.52
52187	—	14.09	9.90	53256	—	15.68	10.91
52697	16.45	11.92	8.33	53269	—	15.86	11.04
52739	15.40	10.38	7.53	53454	15.42	11.55	8.30
52754	15.40	10.48	7.64	53465	15.81	11.50	8.32
52773	15.00	10.82	7.90	53500	15.81	11.74	8.56
52798	15.99	11.34	8.30	53526	15.85	12.20	8.92
52808	—	11.71	8.56	53548	16.71	12.79	9.32
52809	15.85	11.64	8.54	53550	16.81	12.81	9.37
52814	16.18	11.78	8.63	53562	18.20	13.12	9.57
52821	16.90	12.02	8.80	53588	—	13.87	10.05
52826	—	12.18	8.89	53597	—	14.03	10.14
52840	16.57	12.64	9.22	53615	—	14.79	10.53
52856	17.15	13.13	9.49	53624	—	14.85	10.61
52860	—	13.30	9.60	53647	—	15.16	10.69
52866	—	13.46	9.70	53821	16.30	11.24	8.31
52904	—	14.63	10.29	53845	17.01	11.69	8.65
52908	—	14.75	10.40	53854	16.92	11.95	8.86
52914	—	15.01	10.47	53889	18.00	13.13	9.70
53087	15.91	11.85	8.60	53905	17.37	13.72	10.09
53096	16.04	11.92	8.69	53908	—	13.81	10.15
53112	16.36	12.09	8.84	53943	—	15.12	10.83
53118	16.42	12.16	8.89	53965	—	16.23	11.17
53133	16.75	12.32	8.99	53972	—	16.46	11.30
53147	16.57	12.46	9.08	54150	17.58	13.13	9.19
53160	17.47	12.70	9.28	54179	17.82	13.13	9.23

Таблица 2. Окончание

JD 2400000+	<i>U</i>	<i>B</i>	<i>V</i>	JD 2400000+	<i>U</i>	<i>B</i>	<i>V</i>
54200	17.81	13.27	9.27	55417	—	15.56	10.10
54218	—	13.52	9.38	55709	—	15.52	9.86
54233	—	13.78	9.57	55734	—	16.25	10.15
54264	18.40	14.55	9.95	55771	—	16.97	10.04
54292	18.30	15.42	10.31	55795	—	15.85	9.73
54299	17.74	15.59	10.35	55823	—	14.90	9.20
54317	—	16.71	10.51	55832	—	14.83	9.16
54331	—	16.82	10.62	56041	—	13.59	8.98
54523	15.56	11.77	7.90	56058	—	14.17	9.21
54553	15.63	12.44	8.43	56092	—	15.06	9.57
54593	17.35	13.47	9.08	56119	—	15.55	9.79
54617	—	14.20	9.46	56136	—	15.01	9.41
54643	—	15.10	9.79	56177	—	13.73	8.61
54652	—	15.32	9.91	56405	—	13.27	9.03
54660	—	15.79	9.97	56479	—	15.04	9.51
54679	—	15.97	10.20	56515	—	14.70	9.16
54688	—	16.85	10.18	56530	—	14.93	9.34
55281	15.51	11.83	8.51	56841	—	14.48	9.27
55319	—	12.96	9.35	56871	18.30	13.53	8.72
55338	—	13.61	9.70	56900	16.74	12.42	8.10

3<sup>м</sup> до 7<sup>м</sup>. Как и в ИК-диапазоне, выполняется правило — чем слабее звезда, тем она краснее (такая зависимость цвета от блеска типична для мирид, см., например, работу Локвуда, Винга, 1971). Это хорошо видно на рис. 2, где приведена диаграмма (*V*, *B*–*V*).

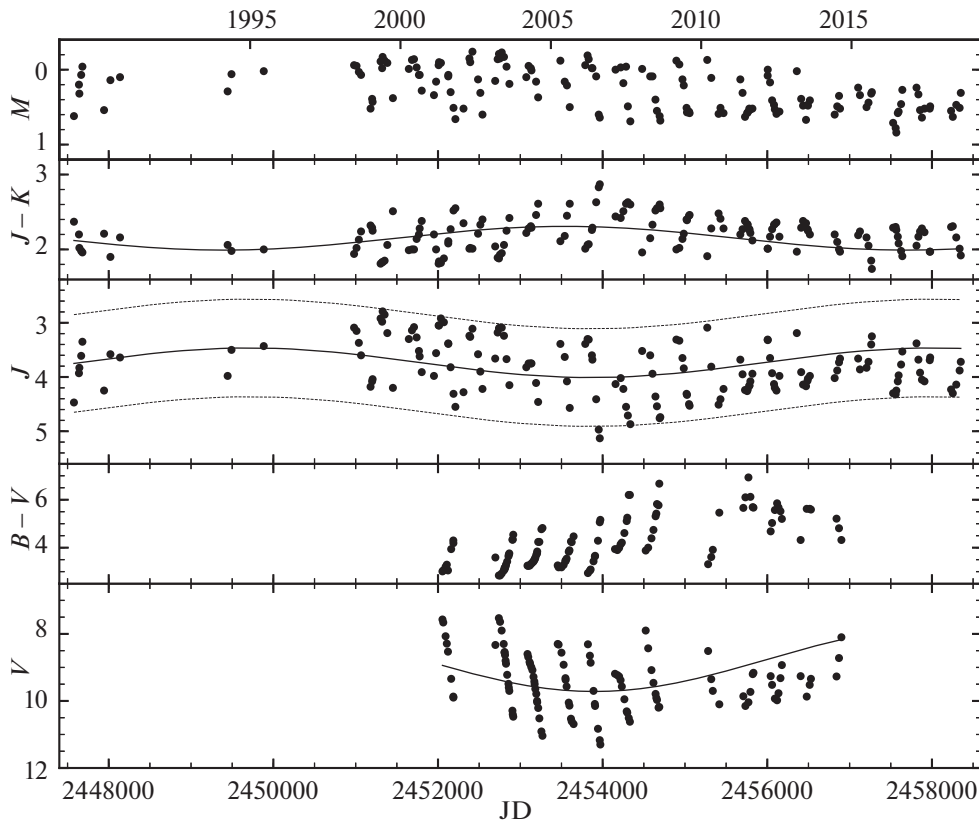
Кроме того, бросается в глаза расположение значительной части точек вдоль одной линии (параболы). Оценки блеска, полученные до необычного максимума 2007 г., располагаются вдоль нее со среднеквадратичным отклонением всего 0<sup>м</sup>2, а точки, полученные начиная с этого максимума, лежат более хаотично — их СКО от соответствующей линии превышает 1<sup>м</sup>3. Подобное поведение не получается объяснить тем, что ближе к концу ряда оптических наблюдений на период видимости приходилась в основном область минимума блеска — в периоды 2007 и 2008 гг. была достаточно подробно прописана нисходящая ветвь кривой блеска, как и в 2001–2006 гг.

На рис. 3 показана диаграмма (*J*, *J*–*K*). На ней отдельно выделены точки, полученные на восходя-

щей (треугольники) и нисходящей (кружки) фазах пульсационной кривой. Видно, что на нисходящей ветви кривой блеска показатель цвета *J*–*K* более красный, чем на восходящей при том же уровне блеска. Похожее несимметричное поведение показателей цвета в моделях углеродных звезд описывается в работе Новотного и др. (2011).

С помощью программы L2 (в ней используется фурье-анализ рядов блеска, автор Ю.К. Колпаков) для всех фильтров были определены периоды изменения блеска. Для всех кривых блеска в ИК-диапазоне анализ дал практически совпадающие значения периодов и моментов начальной фазы: даты максимумов блеска в фильтрах *JHKLML* задаются выражением:  $\text{Max}(\text{IR}) = 2447787_{\pm 5} + 355.2_{\pm 0.1} \times E$ .

В оптическом диапазоне длин волн моменты максимумов задаются формулой:  $\text{Max}(B, V) = 2452393 + 352 \times E$ . При этом сдвиг фаз между двумя формулами на момент начала оптических наблюдений не превышает 0.04. Близкое значение момента начальной фазы получается и в том



**Рис. 1.** Кривые блеска  $V$ ,  $J$ ,  $M$  и цвета  $B - V$ ,  $J - K$  мириды  $V$  СгВ в 1988–2018 гг. Сплошные линии показывают долгопериодический тренд среднего уровня блеска, штриховые линии — характерный интервал изменения блеска в фильтре  $J$ .

случае, если определить момент единственного прописанного максимума (в районе  $JD = 2452739$ ).

Кривые блеска аппроксимировались функцией, которая представляет собой сумму членов ряда Фурье вплоть до 3-й гармоники и синусоидального долгопериодического тренда среднего уровня блеска (для фильтров  $L$  и  $M$  тренд не использовался). Коэффициенты функции определялись с помощью МНК.

На рис. 4 приведены свертки кривых блеска в фильтрах  $J$ ,  $K$  и  $M$  с периодом  $355^d$ . А на рис. 5 — свертки кривых блеска в фильтрах  $B$  и  $V$  с периодом  $352^d$ . При этом данные в фильтрах  $B$ ,  $V$ ,  $J$  и  $K$  освободились от влияния тренда. По фазовым кривым можно оценить среднюю амплитуду изменения блеска звезды во время пульсаций:  $\Delta B \approx 4^m2$ ,  $\Delta V \approx 2^m4$ ,  $\Delta J \approx 1^m3$ ,  $\Delta H \approx 1^m1$ ,  $\Delta K \approx 0^m8$ ,  $\Delta L \approx 0^m75$ ,  $\Delta M \approx 0^m75$ . Видно, что сначала амплитуда быстро уменьшается с ростом длины волны, а для  $\lambda > 2$  мкм не меняется (аналогичная картина наблюдается, например, по данным Вайгеля и Юдина (2001) у мириды  $R$  Cas). При этом средняя амплитуда изменения показателей цвета  $V$  СгВ также падает с ростом длины волны от  $\sim 2^m$  (для  $B - V$ , меняющегося в диапазоне от  $3^m5$  до  $5^m5$ ) до  $\sim 0^m2$  (для  $K - M$ ).

Из рис. 4 и 5 видно, что моменты минимумов на ИК-кривых приходятся на фазу  $\varphi_{IR} \approx 0.4 - 0.45$ , а минимумы в фильтрах  $B$  и  $V$  — на фазу  $\varphi_{opt} \approx 0.6$ . Максимумы показателей цвета  $J - K$  (а также других ИК-показателей для фильтров  $JHKL$ ) и  $B - V$  приходятся на эти же фазы (соответственно  $\varphi_{IR}$  и  $\varphi_{opt}$ ), а у  $K - M$  сдвинут относительно положения в фильтрах  $K$  и  $M$  на фазу  $\varphi_{IR} \approx 0.75$ . Такой сдвиг может быть вызван изменениями формы спектра и глубин полос  $HCN$  и  $C_2H_2$  в соответствующем спектральном интервале, связанными с пульсациями  $V$  СгВ (см. ниже). Эти полосы попадают в достаточно широкие кривые пропускания фотометрических фильтров  $K$ ,  $L$  и  $M$  и могут вызывать наблюдающиеся изменения соответствующих показателей цвета.

На свертках в фильтрах инфракрасного диапазона хорошо заметна характерная для мирид (см., например, работы Локвуда, Винга, 1971; Колотилова и др., 1998; Наджипа и др., 2001; Есипова и др., 2012) особенность кривой блеска — наличие на фазах  $0.6 - 0.7$  задержки роста блеска (ступеньки) на восходящей ветви. Кроме того, можно обратить внимание на некоторое увеличение у всех кривых дисперсии точек на фазах, близких к максимуму блеска, показывающее, что высота макси-



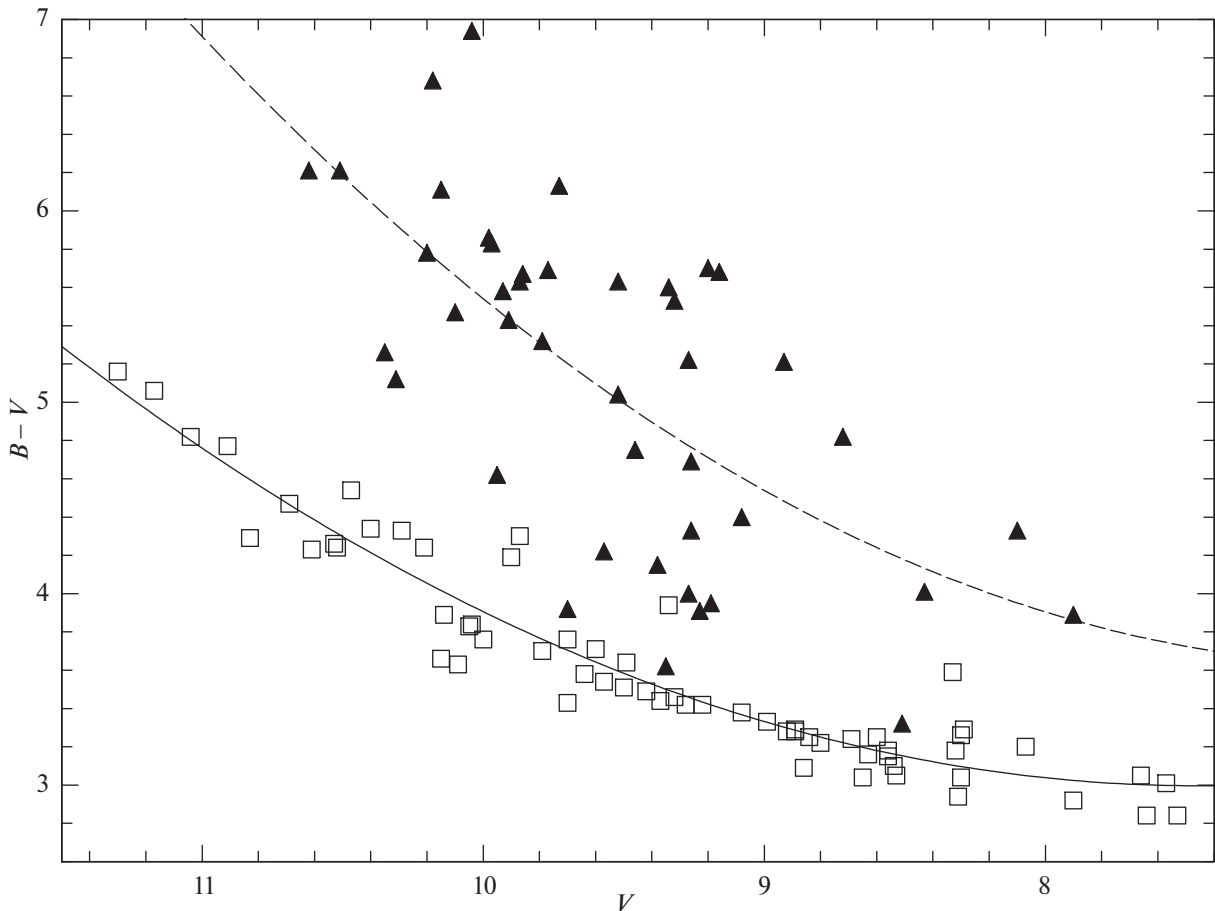


Рис. 2. Диаграмма ( $B$ ,  $B-V$ ) для оценок блеска, полученных до максимума (квадратики) и начиная с максимума (треугольники) блеска 2007 г. Линиями показаны полиномы 2-го порядка, аппроксимирующие соответствующие точки.

мама от цикла к циклу меняется больше глубины минимума. Однако это может быть связано и с эффектами наблюдательной селекции из-за близости периода пульсаций звезды к длительности года.

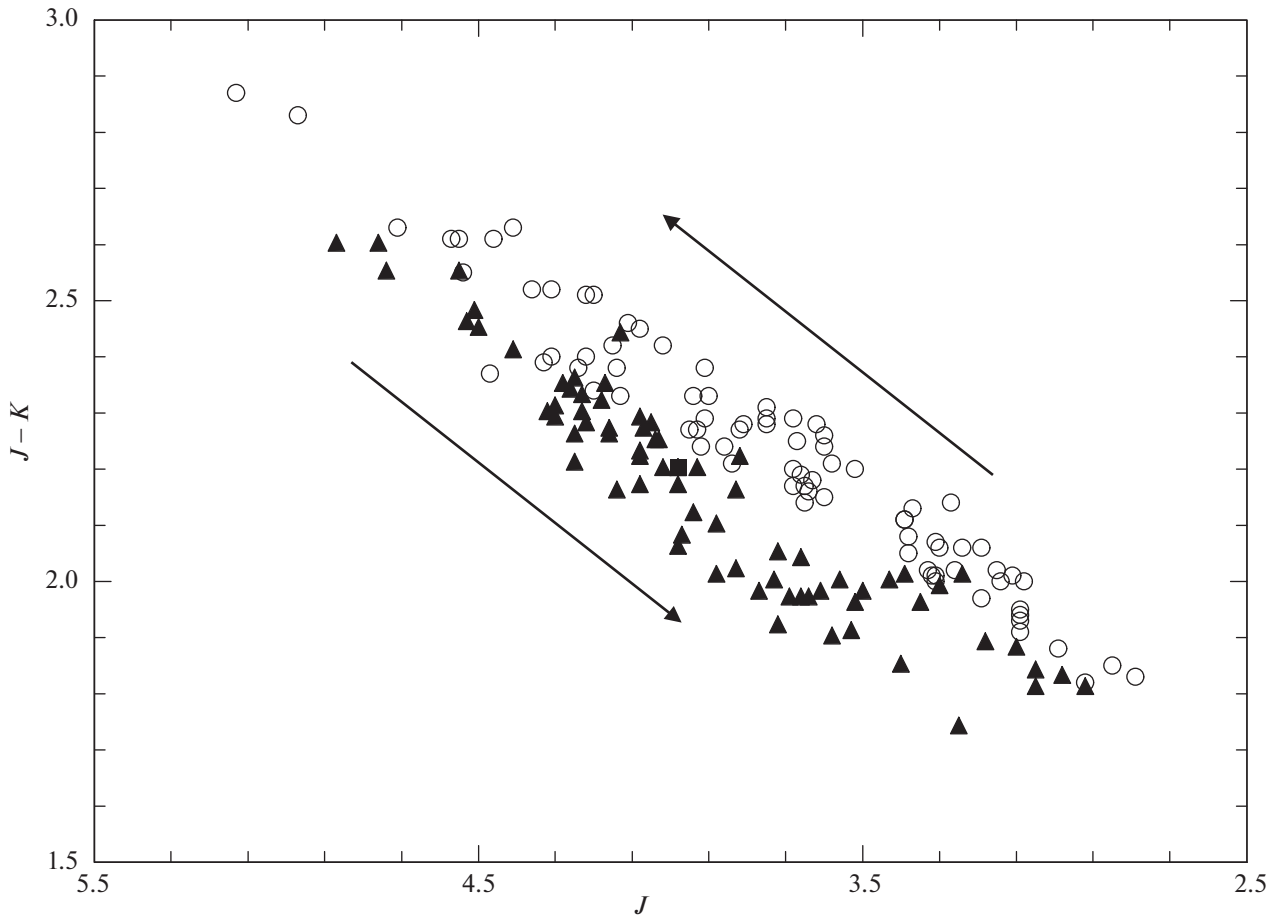
#### 4. МОДЕЛЬ ОКОЛОЗВЕЗДНОЙ ПЫЛЕВОЙ ОБОЛОЧКИ V CRB

Моделирование околозвездной пылевой оболочки осуществлялось с помощью кода RADMC-3D (Дуллемонд и др., 2012) — программного обеспечения для расчета переноса излучения в астрофизической среде произвольной геометрической конфигурации. Вычисления основаны на методе Монте-Карло (Бьеркман, Вуд, 2001). RADMC-3D учитывает многократное рассеяние и поляризацию излучения при рассеянии.

Для построения распределения энергии (SED) в спектре V CrB использовались данные наших фотометрических  $BVJHKLM$  наблюдений, спектры, полученные инфракрасной космической обсерваторией ISO (Кесслер и др., 1996) в 1997 г. на разных фазах кривой блеска, и наблюдения этой звезды спутником IRAS на 12, 25, 60 и 100 мкм.

Обсерваторией ISO было получено семь спектров V CrB в диапазоне 2.4–45 мкм. Для построения модели пылевой оболочки и ее дальнейшего исследования были выбраны 2 спектра (от 12.06.1997 и 11.01.1997), которые наблюдались на фазах изменения блеска звезды, наиболее близких к максимуму и минимуму (фазы  $\varphi \approx 0.95$  и  $\varphi \approx 0.53$  соответственно).

Оба используемых ISO спектра V CrB были получены внутри интервала наших фотометрических ИК-наблюдений. Поэтому оценка блеска в фильтрах  $JHKLM$  была получена аппроксимацией наблюдаемых кривых блеска суммой долгопериодического тренда и средней кривой блеска (см. выше). Иначе дело обстоит с фильтрами  $B$  и  $V$ , наблюдения в которых начались уже после наблюдений ISO. Поэтому оценки блеска в  $B$  и  $V$  фильтрах были сделаны по средним фазовым кривым (рис. 5) и исправлены за межзвездное поглощение с  $A_V = 0.04$  (Мензис и др., 2006). Из-за этого точность  $B$  и  $V$  данных в SED оказывается ниже по сравнению с  $JHKLM$ . Для пересчета звездных величин в потоки использовалась калибровка из работы Страйжиса (1977).



**Рис. 3.** Диаграмма  $(J, J-K)$  для оценок блеска, полученных на восходящей (треугольники) и нисходящей (кружки) ветвях пульсационной кривой блеска. Стрелки показывают направление изменения блеска с ростом фазы.

Болометрический поток от звезды можно оценить интегрированием наблюдаемых SED:  $F_{\text{bol.min}} = 2.64 \times 10^{-7}$  эрг/см<sup>2</sup>с,  $F_{\text{bol.max}} = 5.13 \times 10^{-7}$  эрг/см<sup>2</sup>с. Расстояние 824 пк, полученное по параллаксу из каталога Gaia DR2 (Бейлер-Джонс и др., 2018), дает светимость  $10\,800 L_{\odot}$  и  $5560 L_{\odot}$  в максимуме и минимуме блеска соответственно. Эти значения были зафиксированы для дальнейших расчетов модельных SED.

При моделировании SED объекта, окруженного пылевой оболочкой, задавались спектр центрального источника излучения и такие параметры пылевой оболочки, как конфигурация, закон распределения плотности пыли, свойства пылевых частиц.

В качестве спектров центрального источника использовались синтетические спектры углеродных звезд из работы Арингера и др. (2009). Они характеризуются следующим набором параметров:  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$ , масса, металличность и отношение C/O. Как показано Арингером и др. (2009), влияние  $\log g$  и массы на спектр звезды в ближнем ИК-диапазоне оказывается относительно невелико. Проведенный анализ зависимости спектра в

ближнем ИК-диапазоне от металличности и отношения C/O также показал, что для целей нашей работы влияние этих параметров можно не учитывать. Поэтому SED центрального источника определялось только температурой, а светимость задавалась перенормировкой спектра.

На рис. 6 представлены фрагменты синтетических спектров углеродных звезд с  $T_{\text{eff}}$  в диапазоне от 2400 до 3100 К, а также спектры V CгВ, полученные обсерваторией ISO вблизи фаз максимума и минимума ИК-блеска. Как в синтетических, так и в наблюдаемых спектрах присутствуют полосы поглощения вблизи 2.5, 3 и 3.8 мкм, связанные с молекулами C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> и HCN (Арингер и др., 2009). С увеличением температуры контраст этих полос снижается, и при  $T_{\text{eff}} \geq 3000$  К полосы на 2.5 и 3.8 мкм исчезают, а центральная полоса становится малококонтрастной. Эта зависимость позволяет оценить эффективную температуру V CгВ и использовать соответствующий синтетический спектр в качестве спектра центрального источника при моделировании пылевой оболочки.

На рис. 6 видно, что в наблюдаемом на фазе минимума спектре V CгВ присутствуют все три

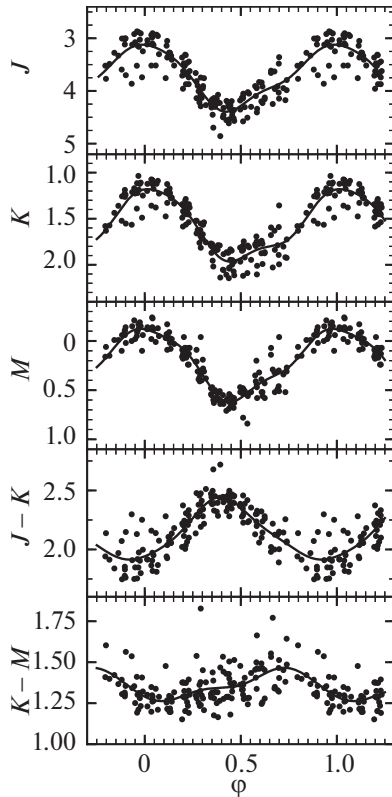


Рис. 4. ИК-кривые блеска V CrB, полученные сверткой с периодом 355<sup>d</sup>.

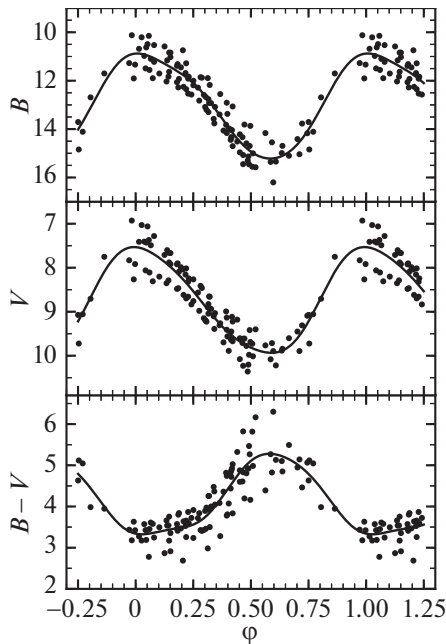


Рис. 5. Оптические кривые блеска V CrB, полученные сверткой с периодом 352<sup>d</sup>.

полосы, но на фазе  $\varphi = 0.95$  полосы 2.5 и 3.8 мкм исчезают, а полоса 3 мкм становится менее выраженной. Сравнить контраст полос в синтетических спектрах углеродных звезд и V CrB напрямую нельзя, так как излучение пылевой оболочки замы-

вает полосы. Окончательный выбор температуры осуществляется уже по результатам моделирования спектра системы “звезда + пылевая оболочка”.

На основе приведенных выше рассуждений и оценок болометрического потока для моделирования спектра на фазе максимума блеска было принято, что звезда имеет температуру  $T_{\text{eff}} = 3000$  К и светимость  $10\,800L_{\odot}$ . Отсюда радиус звезды  $R_{\star} \approx 390R_{\odot}$ . Более высокая температура не позволила бы получить достаточную глубину полосы на 3 мкм для воспроизведения наблюдаемого SED.

Пылевая оболочка считалась сферически симметричной. Как уже упоминалось, наличие в спектре эмиссионной особенности на 11.3 мкм указывает на присутствие в околозвездной среде пылинок, состоящих из SiC (Трефферс, Коэн, 1974). Помимо этого, считалось, что в оболочке присутствуют и углеродные пылинки. Для моделирования использовались рассчитанные в соответствии с теорией Ми коэффициенты непрозрачности сферических пылинок, состоящих из указанных веществ. Оптические константы для этих вычислений были взяты из работ Су (2000) по аморфному углероду и Пьегори (1988) по карбиду кремния.

При фиксированных параметрах центрального источника в максимуме блеска была построена модель, наилучшим образом воспроизводящая наблюдаемое распределение энергии (рис. 7).

Она имеет следующие параметры:

- оптическая толщина пылевой оболочки на длине волны 2.2 мкм  $\tau_K = 0.33$ ,
- расстояние от центра звезды до внутреннего края  $R_{\text{in}} = 8.0 \text{ a.e.} \approx 4.4R_{\star}$ ,
- расстояние от центра звезды до внешней границы  $R_{\text{out}} = 40\,000 \text{ a.e.}$ ,
- плотность пылевого вещества убывает обратно пропорционально квадрату расстояния,
- радиус пылевых частиц  $a_{\text{gr}} = 0.5 \text{ мкм}$ ,
- отношение полной массы углеродных пылинок и пылинок из SiC равно 3,
- температура пыли на внутреннем и внешнем краях оболочки  $T_{\text{in}} \sim 1150 \text{ K}$ ,  $T_{\text{out}} \sim 50 \text{ K}$ ,
- масса пылевой составляющей оболочки  $M_{\text{dust}} \sim 2 \times 10^{-5} M_{\odot}$ .

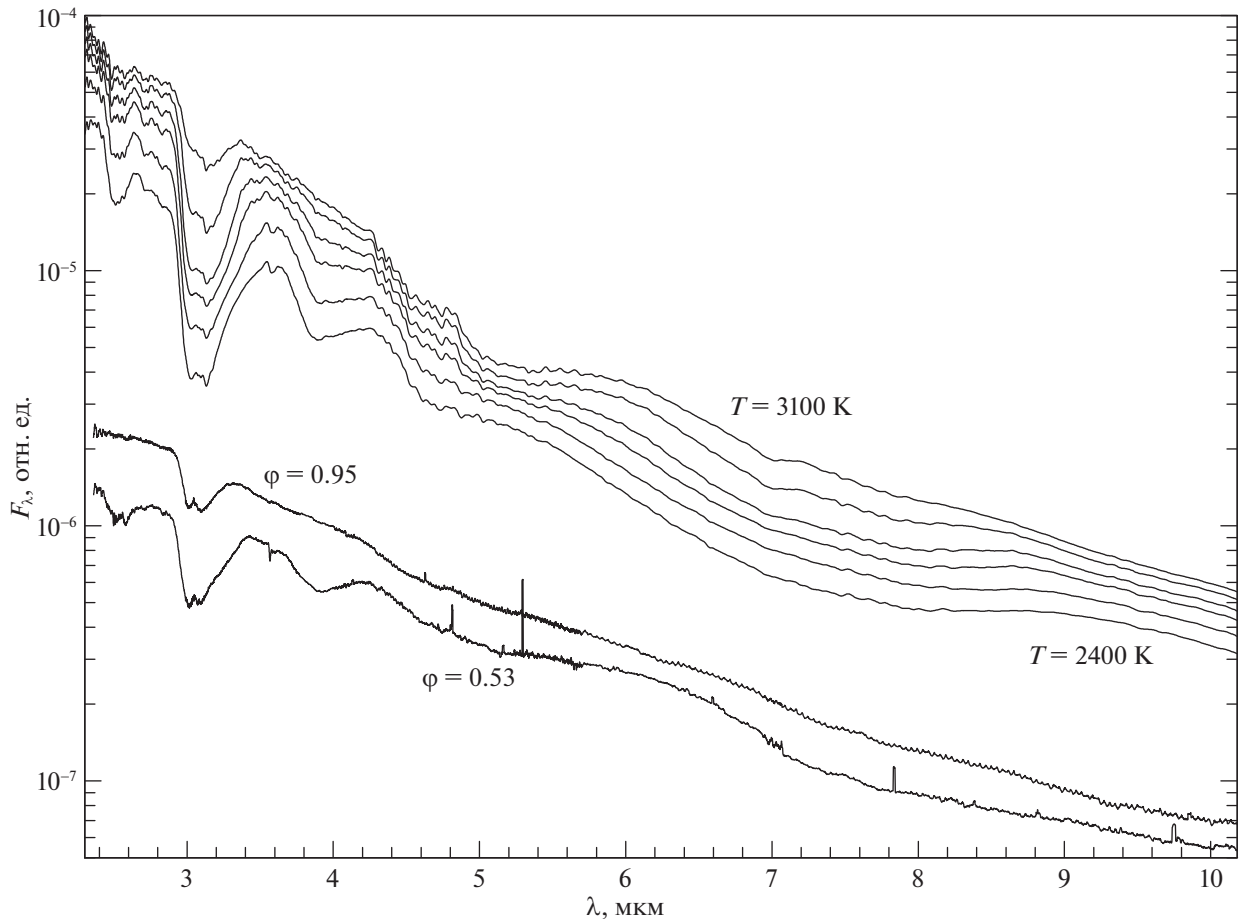


Рис. 6. Спектры V CgrB, полученные спутником ISO (две нижние кривые), и синтетические спектры углеродных звезд из работы Арингера и др. (2009) при  $T_{\text{эф}} = 2400, 2600, 2800, 2900, 3000$  и  $3100$  К (снизу вверх).

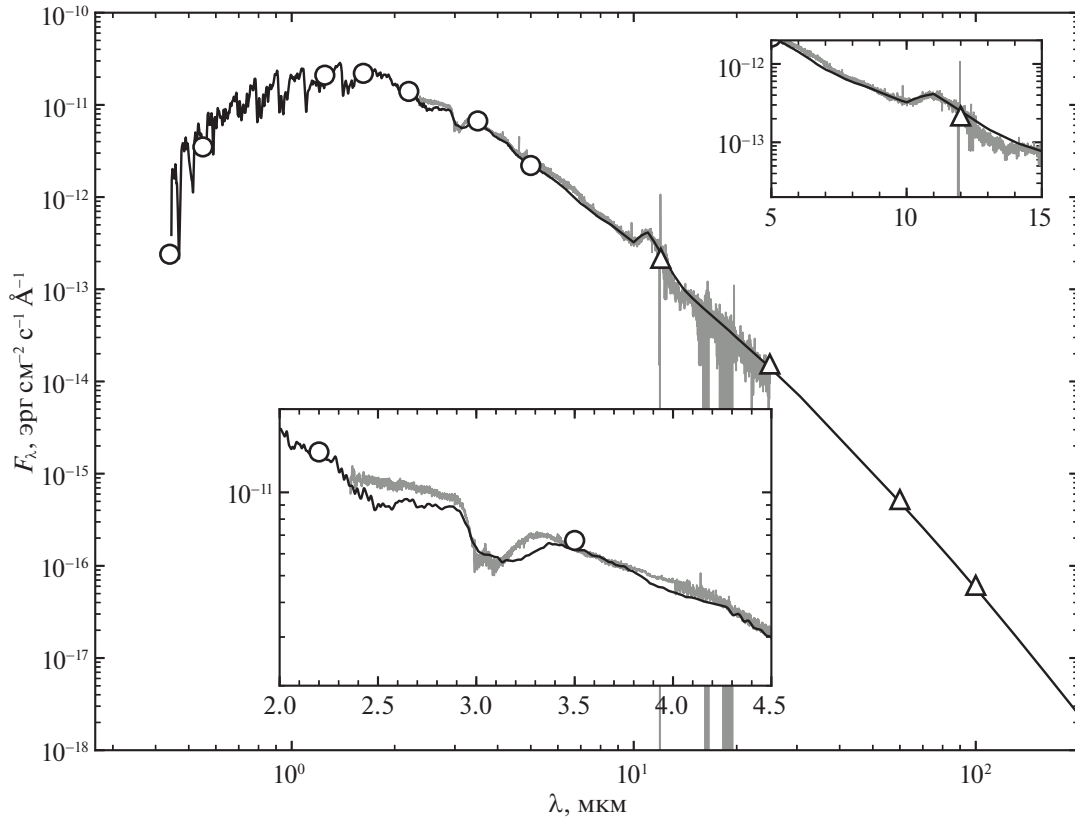
При этом закон распределения плотности вещества в оболочке  $n(r) \sim r^{-2}$  считался заданным и не менялся в процессе перебора параметров, а температуры  $T_{\text{in}}$  и  $T_{\text{out}}$  и масса оболочки  $M_{\text{dust}}$  являются параметрами, вычисляемыми по готовым моделям. Оставшиеся параметры изменялись в ходе подбора модельного SED, показывающего минимальное отклонение от наблюдаемого.

С целью исследования, меняется ли пылевая оболочка звезды в течение пульсационного периода, был посчитан модельный спектр с уже определенными для максимума блеска параметрами оболочки ( $R_{\text{in}}, R_{\text{out}}, \tau_K, a_{\text{gr}}$ , содержание пыли).  $T_{\text{эф}}$  считалась равной 2400 К, при этом радиус звезды  $R_{\star} \approx 430R_{\odot}$ . Результат моделирования показан на рис. 8.

Можно видеть, что глубина полосы на 3 мкм в модельном SED оказывается несколько меньше, чем в наблюдаемом спектре ISO. Как было показано на рис. 6, с уменьшением температуры контраст полос увеличивается. Именно по этой причине для моделирования была выбрана нижняя граница температурного диапазона доступных спектров из работы Арингера и др. (2009), равная 2400 К.

Обращает на себя внимание и наблюдающаяся в фазе минимума широкая эмиссионная особенность в области 6 мкм (см. врезку на рис. 8). С используемыми свойствами центрального источника и пылевых частиц в модели “звезда + пылевая оболочка” ее появление объяснить не удастся. Возможно, эта особенность SED также связана с более низкой температурой центрального источника, чем была использована при моделировании.

Стоит отметить, что данные наблюдений IRAS позволяют получить лишь оценку снизу величины  $R_{\text{out}}$  и соответственно массы оболочки. Положение внешней границы пылевой оболочки V CgrB в полученной модели определяется потоком в полосах IRAS 60 и 100 мкм. На этих длинах волн излучает пыль с температурой несколько десятков К. Излучение более холодной, расположенной на больших расстояниях от звезды, пыли спутник не регистрирует. Точная дата наблюдений V CgrB спутником IRAS неизвестна. Но предполагая, что данные были получены вблизи максимума блеска, и воспроизводя спектральное распределение энергии на 60 мкм и 100 мкм, получаем, что мини-



**Рис. 7.** Модельное SED для фазы максимума блеска V CrB (толстая линия) и наблюдаемое SED (кружки — BVJHKLM фотометрия, треугольники — данные IRAS, серая линия — спектр ISO от 12.06.1997).

мальное расстояние, на котором может находиться граница оболочки, равно 40 000 а.е.

Модельная кривая, полученная для фазы минимума блеска (рис. 8), проходит несколько ниже данных наблюдений IRAS на длинах волн 25, 60 и 100 мкм. Однако, если считать, что наблюдения IRAS проводились в фазе, отличной от минимума блеска, это расхождение выглядит естественным.

### 5. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОБОЛОЧКИ

Тепловое излучение — не единственный механизм, которым себя проявляет пылевая оболочка. Она также рассеивает видимое излучение звезды. Следовательно, можно ожидать наличие у звезды отражательной туманности, излучение которой должно быть поляризовано. Наложим ограничения на поляризованное излучение с помощью наблюдений методом ДСП, описанных нами в разделе 2.2.2.

Основной измеряемой величиной метода ДСП является отношение функций видности объекта в ортогональных поляризациях  $\mathcal{R}$ :

$$\mathcal{R}_Q(\mathbf{f}) = \frac{\tilde{I}(\mathbf{f}) + \tilde{Q}(\mathbf{f})}{\tilde{I}(\mathbf{f}) - \tilde{Q}(\mathbf{f})}, \mathcal{R}_U(\mathbf{f}) = \frac{\tilde{I}(\mathbf{f}) + \tilde{U}(\mathbf{f})}{\tilde{I}(\mathbf{f}) - \tilde{U}(\mathbf{f})}. \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{f}$  — вектор пространственной частоты,  $\tilde{I}$ ,  $\tilde{Q}$ ,  $\tilde{U}$  — преобразования Фурье от распределений параметров Стокса по небесной сфере для данного объекта. Величина  $\mathcal{R}$  была предложена ранее Норрисом и др. (2012). В данной работе мы будем рассматривать только модуль  $|\mathcal{R}|$ .

На рис. 9 в первой и второй колонках приведены  $\mathcal{R}_Q$  и  $\mathcal{R}_U$  для рассматриваемых звезд. Для неполяризованных объектов, таких, например, как звезды главной последовательности, ожидается, что  $\mathcal{R} = 1$ . Если объект обладает разрешенной структурой в поляризованном потоке, то эта величина будет отклоняться от единицы. Имея оценку погрешности определения  $\mathcal{R}$ , мы вычислили приведенную статистику хи-квадрат  $\chi_r^2$  в предположении, что  $\mathcal{R} = 1$  (пример см. у Сафонова и др., 2019). Для HIP71251  $\chi_r^2 = 1.2$ , в то время как для V CrB  $\chi_r^2 = 3.4$ . Таким образом, в первом случае значимых отклонений величины  $\mathcal{R}$  от 1 не имеется, что и ожидалось, а во втором случае  $\mathcal{R} \neq 1$ , что говорит о наличии разрешенной отражательной туманности. Компенсация за межзвездную поляризацию в данном случае не выполнялась, поскольку она ожидается не более 0.3% (исходя из величины  $A_V$ ).

С помощью RADMC-3D мы вычислили вид оболочки в параметрах Стокса  $I, Q, U$  на центральной длине волны полосы  $R_c$ :  $\lambda = 0.65$  мкм,

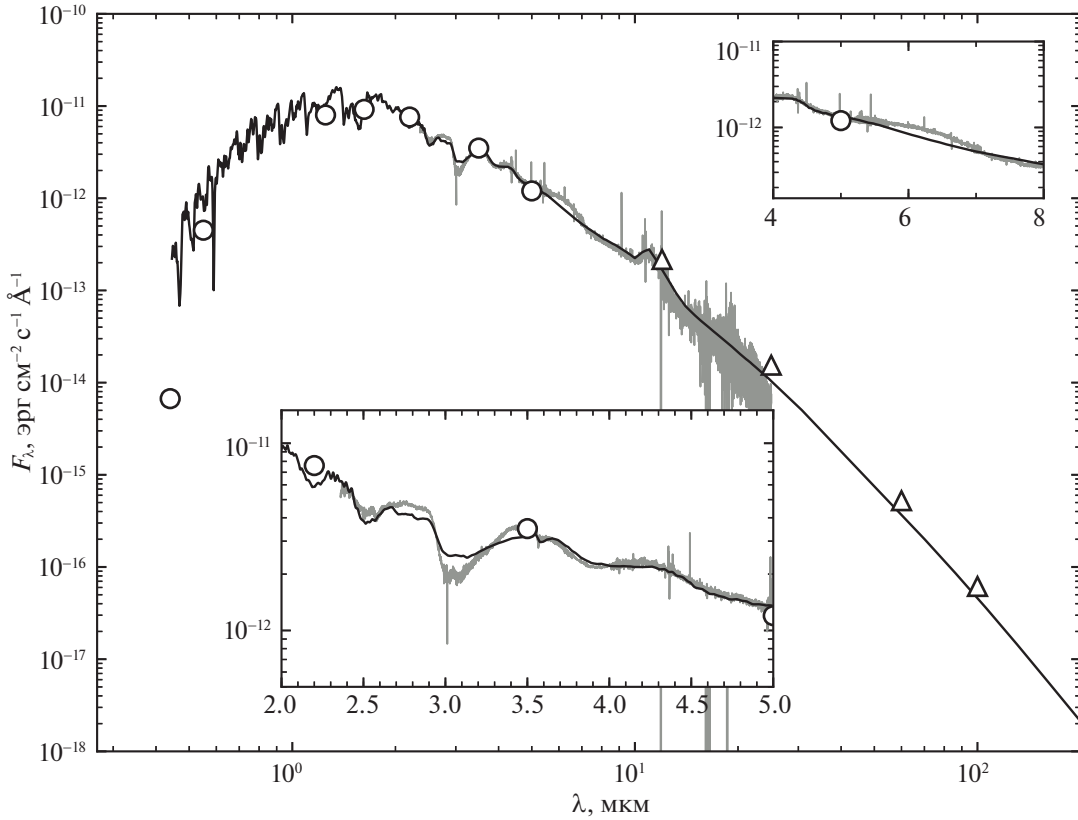


Рис. 8. Модельное SED для фазы минимума блеска V CrB (толстая линия) и наблюдаемое SED (кружки — BVJHKLM фотометрия, треугольники — данные IRAS, серая линия — спектр ISO от 11.01.1997).

для параметров, найденных в предыдущем разделе. Согласно результатам предыдущего раздела, геометрия оболочки не меняется с фазой пульсаций. При увеличении потока от звезды в  $x$  раз, поверхностная яркость оболочки в параметрах Стокса  $I, Q, U$  также возрастет в  $x$  раз. Из уравнения (1) видно, что получающаяся величина  $\mathcal{R}$  при этом не изменится. Следовательно, модельное  $\mathcal{R}$ , полученное для максимума блеска звезды, должно адекватно описывать наблюдения, выполненные на любой фазе.

Из распределений  $I, Q, U$  мы вычислили их Фурье-образы, последние были подставлены в уравнения (1). Результирующие величины  $\mathcal{R}_Q$  и  $\mathcal{R}_U$  представлены на рис. 9 в нижнем ряду.

Как видно, модельная величина  $\mathcal{R}$  имеет форму, характерную для отражательной туманности. В параметре Стокса  $Q$  в направлении север–юг значения меньше единицы, а в направлении запад–восток — больше единицы. В Стоксе  $U$  картина та же, но повернута на  $45^\circ$  по часовой стрелке. Аналогичная структура просматривается и в наблюдательных данных для V CrB.

$\mathcal{R}$  такого вида удобно модифицировать следующим образом. Введем обозначение  $\Delta\mathcal{R} = \mathcal{R} - 1$  и вычислим величины

$$\Delta\mathcal{R}_T = \Delta\mathcal{R}_Q \cos 2\phi + \Delta\mathcal{R}_U \sin 2\phi, \quad (2)$$

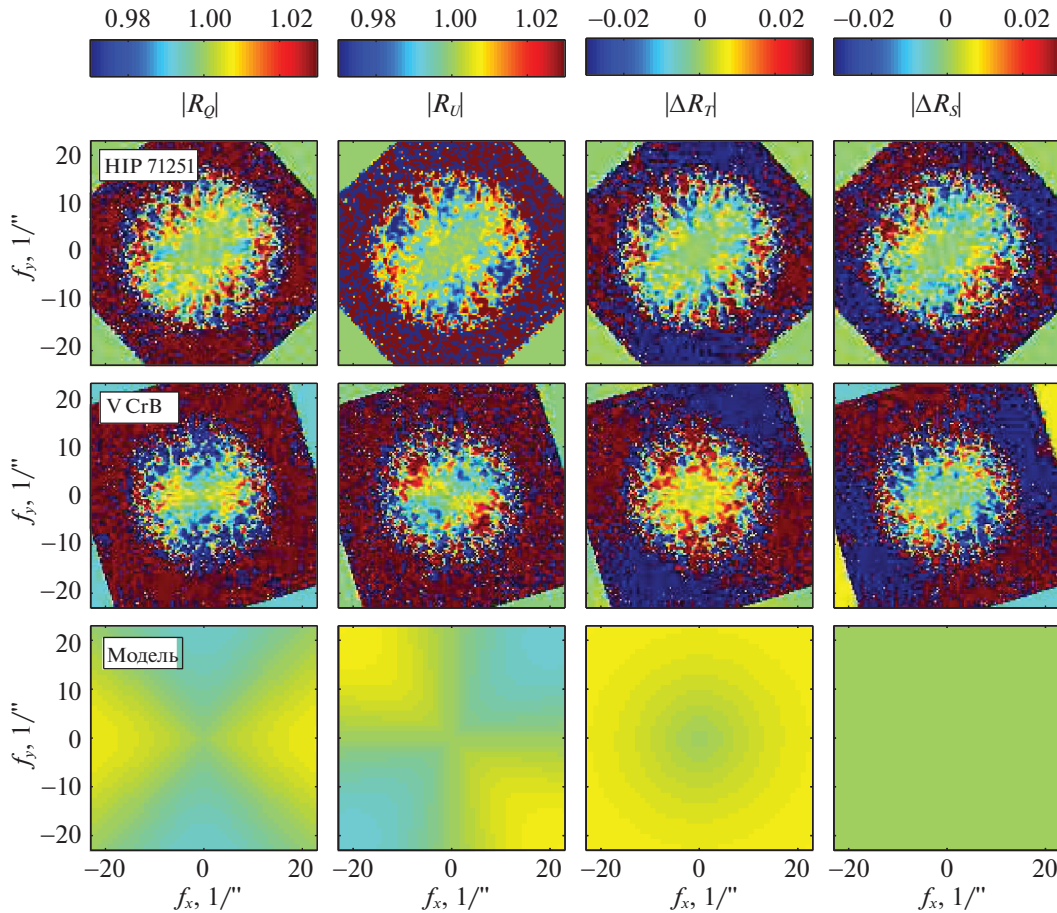
$$\Delta\mathcal{R}_S = \Delta\mathcal{R}_Q \sin 2\phi - \Delta\mathcal{R}_U \cos 2\phi, \quad (3)$$

где  $\phi$  — полярная координата точки в пространстве частот:  $\phi = \arctan(f_y/f_x)$ . Эти величины напоминают так называемые радиальные параметры Стокса, они часто применяются в пространстве изображений для исследования отражательных туманностей (см. работы Авенхауса и др., 2014; Кановаса и др., 2015). Величину, аналогичную  $\Delta\mathcal{R}_T$ , недавно рассматривали в применении к Бетельгейзе, Гобуа и др. (2019).

Преимущество параметров (2, 3) заключается в том, что для центрально-симметричных отражательных туманностей  $\Delta\mathcal{R}_S = 0$  для всех частот, а  $\Delta\mathcal{R}_T$  всюду положительно и зависит только от модуля частоты  $|\mathbf{f}|$ . В этом можно убедиться, глядя на третью и четвертую колонку рис. 9.

Используя данное обстоятельство, можно значительно снизить влияние шума, усреднив  $\Delta\mathcal{R}_T$  и  $\Delta\mathcal{R}_S$  по позиционному углу, результирующие зависимости представлены на рис. 10. Как можно видеть,  $\Delta\mathcal{R}_S = 0$ , что естественно, а  $\Delta\mathcal{R}_T$  растет с увеличением модуля пространственной частоты. Наблюдаемые величины для V CrB ведут себя похожим образом, однако видно, что наблюдаемая кривая  $\Delta\mathcal{R}_T$  проходит значительно выше, чем модельная. Последнее говорит о том, что модель, построенная в предыдущем пункте, предсказывает





**Рис. 9.** Измерения величины  $|\mathcal{R}|$  для неполяризованной звезды HIP71251 и звезды V CrB с околзвездной пылевой оболочкой методом ДСП (первый и второй ряд). В нижнем ряду даны аналогичные наблюдаемые величины, но предсказываемые моделью. Описание колонок в тексте. Север вверху, восток слева. По осям отложена пространственная частота.

значительно меньшее количество поляризованного рассеянного света, чем реально наблюдается.

Это различие можно устранить, увеличив массу пыли в оболочке, не меняя при этом ее остальных характеристик. Однако для получения необходимого уровня поляризованного излучения при радиусе пылинок 0.5 мкм требуется столь большое увеличение массы пыли, что это приводит к завышенному уровню ИК-излучения в модельном SED по сравнению с наблюдаемым. Более эффективную генерацию поляризованного излучения можно получить при уменьшении размеров пылинок.

Рассмотрим способность частиц пыли преобразовывать падающее излучение в поляризованное за счет рассеяния. Для этого введем следующую величину:

$$\epsilon = 2\pi\sigma_{\text{ext}}^{-1} \int_0^\pi S_{12}(\theta) \sin\theta d\theta, \quad (4)$$

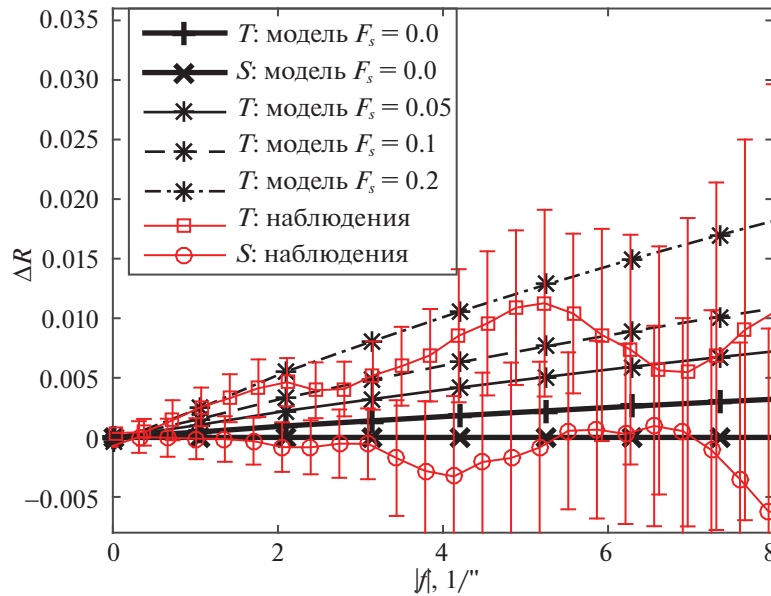
где  $\theta$  — угол рассеяния,  $\sigma_{\text{ext}}$  — полное сечение экстинкции (сумма сечений поглощения и рассеяния),  $S_{12}$  — компонент матрицы рассеяния в со-

ответствии с определением, данным Мищенко и др. (2002). По своему смыслу  $\epsilon$  является долей поглощенного и рассеянного излучения, которую пылинка рассеивает и поляризует. В тех случаях, когда  $\epsilon < 0$ , рассеянное излучение преимущественно поляризовано поперек плоскости рассеяния, если же  $\epsilon > 0$ , то поляризация, напротив, в плоскости рассеяния. Величина  $\epsilon$  грубо характеризует то, насколько яркой в поляризованном свете будет отражательная туманность, состоящая из такой пыли.

Для пыли с химическим составом и размерами, определенными в предыдущем пункте,  $\epsilon = -0.007$ . Зафиксируем данный химический состав и рассмотрим, как эта величина зависит от радиусов пылинок, соответствующий график приведен на рис. 11. Как видно, наиболее эффективно рассеивает и поляризует излучение пыль с радиусом  $a_{\text{gr}} = 0.1$  мкм. Для нее  $\epsilon$  достигает  $-0.21$ , что в 30 раз больше, чем для пыли радиусом 0.5 мкм.

Таким образом, уменьшив размер пылинок, мы могли бы получить гораздо более яркую отражательную туманность. Однако результирующая





**Рис. 10.** Величины  $\Delta\mathcal{R}_T$  и  $\Delta\mathcal{R}_S$ , усредненные по позиционному углу  $\phi$ . Символы с интервалами ошибок — наблюдения V CгВ, жирная линия — величины, полученные по результатам моделирования с пылью радиусом  $a_{gr} = 0.5$  мкм, тонкие линии — при добавлении пыли радиусом  $a_{gr} = 0.1$  мкм, подробнее см. раздел 5. По оси  $Ox$  отложен модуль пространственной частоты  $|f|$ .

модель в таком случае уже не описывала бы SED. Поэтому мы предположили, что кроме крупных пылинок с радиусом 0.5 мкм в оболочке присутствует некоторое количество мелкой пыли с радиусом 0.1 мкм. Обозначим долю мелких пылинок по массе  $F_S$ . При этом мелкая пыль имеет тот же химический состав и распределение в пространстве, что и крупная.

Результирующие кривые  $\Delta\mathcal{R}_T$  для разных  $F_S$  представлены на рис. 10 в сравнении с наблюдениями. Как видно, с ростом доли мелкой пыли количество поляризованного рассеянного света растет. При  $F_S = 0.1$  модель адекватно описывает наблюдения, приведенное хи-квадрат в этом случае достигает минимума  $\chi_r^2 = 1$ .

Содержание мелкой пыли в количестве  $F_S = 0.1$  от массы пылевой оболочки незначительно изменяет SED по сравнению со случаем  $F_S = 0$ . Это изменение оказывается незаметным в масштабе рис. 7 и 8.

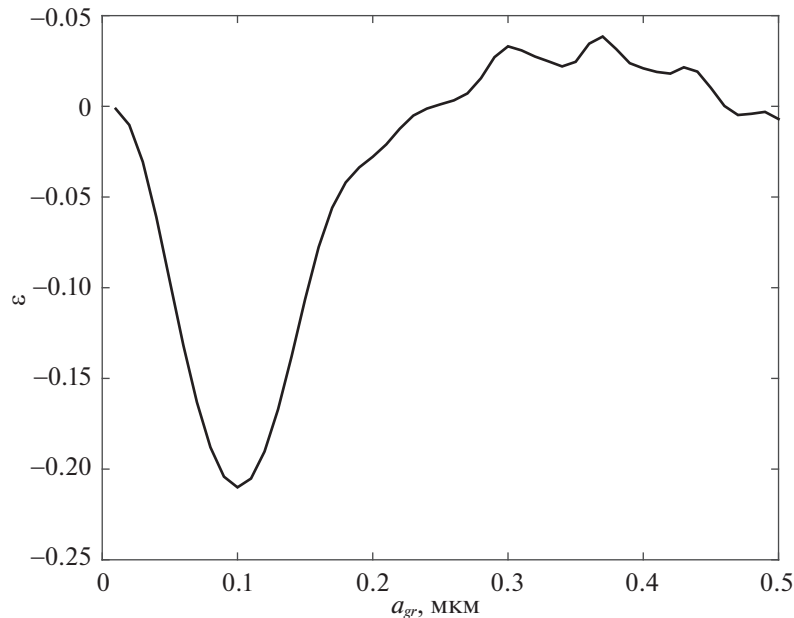
## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в этой работе фотометрические  $JHKL$  наблюдения получены за длительный промежуток времени, охватывающий почти 30 пульсационных периодов V CгВ. В диапазоне от фильтра  $B$  до фильтра  $K$  наблюдается долгопериодический тренд среднего уровня блеска с характерным периодом изменения  $\sim 8300$  сут. Анализ кривых блеска показал, что период пульсаций мириды в ближнем ИК-диапазоне равен  $355^{d2}$ . Приведенные Прайсом и др. (2010) данные о значительном

различии периодов в полосах 1.25, 2.2 мкм и 3.5, 4.8 мкм не подтверждаются.

Фазовые кривые блеска V CгВ показывают асимметрию: в ИК-диапазоне нисходящая ветвь имеет больший наклон, чем восходящая, а в оптическом диапазоне, наоборот, восходящая ветвь более крутая. В ИК-диапазоне на восходящей ветви наблюдается ступенька — замедление роста блеска на фазе  $\sim 0.75$ . Амплитуда колебаний блеска звезды падает от  $> 4^m$  в фильтре  $B$ , до  $\sim 0^{m8}$  в фильтрах  $K$ ,  $L$ ,  $M$ . При этом болометрический поток от максимума к минимуму меняется примерно в 2 раза: от  $\approx 2.6 \times 10^{-7}$  эрг/см<sup>2</sup>с до  $\approx 5 \times 10^{-7}$  эрг/см<sup>2</sup>с.

Наблюдаемое распределение энергии (SED) V CгВ в диапазоне длин волн 0.5–100 мкм, построенное по данным нашей  $BVJHKL$  фотометрии, спектров ISO и наблюдений IRAS, хорошо аппроксимируется суммой излучения построенной нами модели пылевой оболочки и звезды, окруженной ею. Светимость, температура и радиус звезды в максимуме блеска  $L_{max} \approx 10\,800L_\odot$ ,  $T_{max} \approx 3000$  К,  $R_{max} = 390R_\odot$ , а в минимуме блеска  $L_{min} \approx 5560L_\odot$ ,  $T_{min} \leq 2400$  К и  $R_{min} \geq 430R_\odot$ . SED звезды задавался в соответствии с моделями Арингера и др. (2009). При этом основные параметры модельной пылевой оболочки ( $\tau_K = 0.33$ ,  $n(r) \sim r^{-2}$ ,  $R_{in} = 8$  а.е.,  $R_{out} = 40\,000$  а.е. и свойства пылинок) одинаковы в максимуме и минимуме блеска. В результате изменений параметров центрального источника в ходе пульсаций несколько меняется лишь распределение температуры пыли



**Рис. 11.** Эффективность генерации поляризованного излучения при рассеянии для пыли с химическим составом из раздела 4 в зависимости от радиуса пылинок (в соответствии с уравнением (4)).

в оболочке. Для крупной пыли с  $a_{gr} = 0.5$  мкм в максимуме блеска  $T_{in} \approx 1150$  К, а в минимуме  $T_{in} \approx 1000$  К. Температура мелких пылинок с  $a_{gr} = 0.1$  мкм оказывается несколько выше — в максимуме блеска  $T_{in} \approx 1250$  К, а в минимуме  $T_{in} \approx 1100$  К.

Модельная пылевая оболочка содержит сферические углеродные пылинки (3/4 по массе) и пылинки из карбида кремния (1/4 по массе). Пылинки с радиусом 0.5 мкм составляют 90% массы оболочки. Оставшиеся 10% массы приходятся на более мелкую пыль с радиусом 0.1 мкм. Мелкие и крупные пылинки имеют одинаковый химический состав и пространственное распределение. Существование мелкой пыли позволяет объяснить сравнительно большую долю рассеянного света, разрешенного методом дифференциальной спекл-поляриметрии в видимом диапазоне.

На основе полученной модели околозвездной пылевой оболочки можно получить для величины внешнего радиуса  $R_{out}$  оценки полной массы газопылевой оболочки V CgB (при  $m_{gas}/m_{dust} = 150$ , см. Зубко и др., 2004):  $M = 3.3 \times 10^{-3} (R_{out}/40\,000 \text{ а.е.}) M_{\odot}$ , и темпа потери массы:  $2 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$  (при характерной для мирид  $V_{exp} = 10$  км/с). Для  $R_{out} = 40\,000$  а.е. эти значения близки к данным Либерта и др. (2010), полученным ими по радионаблюдениям в линиях CO.

Приведенные выше значения радиусов звезды при расстоянии до нее 824 пк (Бейлер-Джонс и др., 2018) дают существенно меньшие угловые

размеры мириды V CgB, чем те, которые были определены Хофманном и др. (2000) из интерферометрических наблюдений в фильтре K вблизи максимума блеска: 2.2 mas против 7.9 mas. При этом приведенная оценка расстояния, полученная на основе Gaia DR2, примерно соответствует оценке расстояния, получаемой по соотношению светимость–период для углеродных мирид Вайтлок и др. (2008). По всей видимости, при интерферометрических наблюдениях в фильтре K необходимо учитывать вклад достаточно плотной и горячей околозвездной пылевой оболочки ( $\tau_K = 0.33$ ), максимум излучения которой находится на длине волны 3 мкм. Внутренний радиус пылевой оболочки виден с Земли под углом  $\sim 10$  mas, что близко к оценке Хоффмана и др. (2000).

Полученные в работе оценки параметров углеродной мириды V CgB и ее околозвездной оболочки могут быть использованы при уточнении зависимости “период–светимость” для мирид и при создании теоретических моделей пульсаций этих звезд, а оценки параметров околозвездной пылевой оболочки — при определении темпа потери вещества в ходе AGB стадии эволюции звезд умеренных масс и при проверке моделей образования и роста пылевых частиц.

Работа А.А. Федотьевой и А.М. Татарникова поддержана грантом Программы развития МГУ “Ведущая научная школа “Физика звезд, релятивистских объектов и галактик”. Б.С. выражает признательность РНФ (проект 17-12-01241) за поддержку наблюдений методом дифференциальной спекл-поляриметрии и их интерпретации.

Спекл-поляриметр создан при финансовой поддержке Программы Развития МГУ.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авенхаус и др. (H. Avenhaus, S.P. Quanz, M.R. Meyer, S.D. Brittain, D. Sean, J.S. Carr, J.R. Najita), *Astrophys. J.* **790**, 56 (2014).
2. Аоки и др. (W. Aoki, T. Tsuji, and K. Ohnaka), *Astron. Astrophys.* **350**, 945 (1999).
3. Арингер и др. (B. Aringer, L. Girardi, W. Nowotny, P. Marigo, M.T. Lederer), *Astron. Astrophys.* **503**, 913 (2009).
4. Бейлер-Джонс и др. (C.A.L. Bailer-Jones, J. Rybizki, M. Fouesneau, G. Mantelet, R. Andrae), *Astron. J.* **156**, 58 (2018).
5. Берго и др. (J. Bergeat, A. Knapik, B. Rutily), *Astron. Astrophys.* **369**, 178 (2001).
6. Бьеркман, Вуд (J.E. Bjorkman, K. Wood), *Astrophys. J.* **554**, 615 (2001).
7. Вайгельт Г., Юдин Б.Ф. *Астрон. журн.* **78**, 594 (2001) [G. Weigelt, B.F. Yudin, *Astron. Rep.* **45**, 510 (2001)].
8. Вайтлок и др. (Whitelock P.A., Feast M.W., Floor van Leeuwen), *MNRAS* **386**, 313 (2008).
9. Геттер, Хьюитт (H.H. Guetter, A.V. Hewitt), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **96**, 441 (1984).
10. Гоба и др. (X. Haubois, B. Norris, P.G. Tuthill, C. Pinte, P. Kervella, J.H. Girard, N.M. Kostogryz, S.V. Berdyugina et al.), *Astron. Astrophys.* **628**, A101 (2019).
11. Груневеген и др. (M.A.T. Groenewegen, P.A. Whitelock, C.H. Smith, F. Kerschbaum), *MNRAS* **293**, 18 (1998).
12. Дуллемонд и др. (C.P. Dullemond, A. Juhasz, A. Pohl, F. Sereshti, R. Shetty, T. Peters, B. Commercon, M. Flock), *Astrophysics Source Code Library*, ascl:1202.015 (2012).
13. Есипов и др. (V.F. Esipov, E.A. Kolotilov, G.V. Komissarova, V.I. Shenavrin, T.N. Tarasova, A.M. Tatarnikov, A.A. Tatarnikova), *Balt. Astron.* **21**, 47 (2012).
14. Зубко и др. (V. Zubko, E. Dwek, R.G. Arendt), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **152**, 211 (2004).
15. Кановас и др. (H. Canovas, F. Menard, J. de Boer, C. Pinte, H. Avenhaus, M.R. Schreiber), *Astron. Astrophys.* **582**, 7C (2015).
16. Кесслер и др. (M.F. Kessler, J.A. Steinz, M.E. Anderegge), *Astron. Astrophys.* **315**, L27 (1996).
17. Килстон (S. Kilston), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **87**, 189 (1975).
18. Колотилов Е.А., Мунари У., Попова А.А., Татарников А.М., Шенаврин В.И., Юдин Б.Ф. Письма в *Астрон. журн.* **24**, 526 (1998). [E.A. Kolotilov, U. Munari, A.A. Popova, A.M. Tatarnikov, V.I. Shenavrin, B.F. Yudin, *Astron. Lett.* **24**, 451 (1998)].
19. Либерт и др. (Y. Libert, E. Gerard, C. Thum, J.M. Winters, L.D. Matthews, T. Le Bertre), *Astron. Astrophys.* **510**, A14 (2010).
20. Локвуд, Винг (G.W. Lockwood, R.F. Wing), *Astrophys. J.* **169**, 63 (1971).
21. Лютый В.М., *Сообщ. ГАИШ № 172*, 30 (1971).
22. Мищенко и др. (M.I. Mishchenko, L.D. Travis, A.A. Lacis), *Scattering, Absorption and Emission of Light by Small Particles* (Cambridge University Press, 2002).
23. Мензис и др. (J.W. Menzies, M.W. Feast, P.A. Whitelock), *MNRAS* **369**, 783, (2006).
24. Наджип А.Э., Шенаврин В.И., Тихонов В.Г., *Тр. Гос. астрон. ин-та им. П.К. Штернберга* **58**, 119 (1986).
25. Наджип А.Э., Татарников А.М., Шенаврин В.И., Вайгельт Г., Юдин Б.Ф. Письма в *Астрон. журн.* **27**, 376 (2001). [A. Nadzhip, A.M. Tatarnikov, V.I. Shenavrin, G. Weigelt, B.F. Yudin, *Astron. Lett.* **27**, 324 (2001)].
26. Новотный и др. (W. Nowotny, B. Aringer, S. Hofner, M.T. Lederer), *Astron. Astrophys.* **529**, 19 (2011).
27. Норрис (B.R. M. Norris, P.G. Tuthill, M.J. Ireland, S. Lacour, A.A. Zijlstra, F. Lykouet, T.M. Evans, P. Stewart et al.), *Nature* **484**, 220 (2012).
28. Прайс и др. (S.D. Price, B.J. Smith, T.A. Kuchar, D.R. Mizuno, K.E. Kraemer), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **190**, 203 (2010).
29. Пьерори (B. Pegourie), *Astron. Astrophys.* **194**, 335 (1988).
30. Самусь Н.Н., Казаровец Е.В., Дурлевич О.В., Киреева Н.Н., Пастухова Е.Н. *Астрон. журн.* **94**, 87 (2017). [N.N. Samus, E.V. Kazarovets, O.V. Durlevich, N.N. Kireeva, E.N. Pastukhova, *Astron. Rep.* **61**, 80 (2017)].
31. Сафонов Б.С., Лысенко П.А., Додин А.В., Письма в *Астрон. журн.* **43**, 383 (2017). [B.S. Safonov, P.A. Lysenko, A.V. Dodin, *Astron. Lett.* **43**, 344 (2017)].
32. Сафонов и др. (B. Safonov, P. Lysenko, M. Goliguzova, D. Cheryasov), *MNRAS* **484**, 5129 (2019).
33. Страйжис В., *Многоцветная фотометрия звезд (Вильнюс: Мокслас, 1977)*.
34. Су (K.W. Suh), *MNRAS* **315**, 740 (2000).
35. Таранова О.Г., Шенаврин В.И., Письма в *Астрон. журн.* **30**, 605 (2004). [O.G. Taranova, V.I. Shenavrin, *Astron. Lett.* **30**, 549 (2004)].
36. Треффферс, Коэн (R. Treffers, M. Cohen), *Astrophys. J.* **188**, 545 (1974).
37. Хофманн и др. (K.-H. Hofmann, U. Beckmann, T. Blocker, V. Coude du Foresto, M.G. Lacasse, R. Millan-Gabet, S. Morel, P. Pras et al.), *Proc. SPIE* **4006**, 688 (2000).
38. Шенаврин В.И., Таранова О.Г., Наджип А.Э., *Астрон. журн.* **88**, 34 (2011). [V.I. Shenavrin, O.G. Taranova, A.E. Nadzhip, *Astron. Rep.* **55**, 31 (2011)].

# ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕМАТИКИ ЗВЕЗД КАТАЛОГА GAIA DATA RELEASE 2 WITH RADIAL VELOCITIES С ПОМОЩЬЮ СКАЛЯРНЫХ И ВЕКТОРНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ

© 2020 г. А. С. Цветков<sup>1\*</sup>, Ф. А. Амосов<sup>1\*\*</sup>, Д. А. Трофимов<sup>1</sup>, С. Д. Петров<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 15.05.2019 г.

После доработки 04.09.2019 г.; принята к публикации 16.09.2019 г.

Проведено разложение собственных движений и лучевых скоростей звезд каталога GAIA DR2 with RV. Получено подтверждение адекватности модели Огородникова–Милна наблюдательному материалу, а также найдены кинематические компоненты, не описываемые этой моделью. Внемоделные гармоники частично отождествлены с нелинейными членами расширенной модели Орта и параметрами кинематической модели второго порядка.

*Ключевые слова:* GAIA, звездная кинематика, сферические функции.

DOI: 10.31857/S0320010819110093

## ВВЕДЕНИЕ

В работе (Цветков, Амосов, 2019) был проведен кинематический анализ собственных движений и лучевых скоростей 6 млн звезд каталога GAIA DR2 with RV. Были определены параметры линейной трехмерной модели Огородникова–Милна (Огородников, 1965) из раздельных и совместных решений. Однако традиционный подход, заключающийся в решении методом наименьших квадратов условных уравнений, имеет известные недостатки, так как не позволяет выявить систематические компоненты в наблюдательном материале, которые изначально не включены в модельные уравнения. Использование аппарата векторных (при анализе собственных движений) и скалярных (при анализе лучевых скоростей) сферических функций позволяет не только обнаружить неучтенные систематические эффекты, но и проверить адекватность модели наблюдениям. Впервые эта техника, по-видимому, была описана в работе (Витязев, Цветков, 1989) и применена в работе (Витязев, Цветков, 1990) еще на материале каталогов FK4 и более ранних.

Полный вид и алгоритм вычисления векторных сферических функций, а также связь коэффициентов сферического разложения с параметрами модели Огородникова–Милна (и сами уравнения) приведены в (Витязев, Цветков, 2009) и в (Витязев,

Цветков, 2013). Аналогичные сведения, но уже для лучевых скоростей, и связи коэффициентов разложения по скалярным сферическим функциям представлены в (Витязев, Цветков, 2014).

Для удобства читателей мы приведем в настоящей статье лишь таблицы связи кинематических параметров с коэффициентами разложения. В табл. 1 и 2 приняты стандартные обозначения кинематических параметров:

$U, V, W$  — компоненты вектора  $V_0$  поступательного движения Солнца среди звезд,  $\langle r \rangle$  — среднее расстояние рассматриваемой группы звезд;

$\omega_1, \omega_2, \omega_3$  — компоненты вектора угловой скорости  $\Omega$ ;

$M_{11}^+, M_{22}^+, M_{33}^+$  — параметры тензора деформации, описывающие сжатие–растяжение вдоль главных осей галактической системы координат;

$M_{12}^+, M_{13}^+, M_{23}^+$  — параметры тензора  $\mathbf{M}^+$ , описывающие деформацию поля скоростей в основной и двух перпендикулярных плоскостях.

В работе (Витязев, Цветков, 2009) представлены и обратные соотношения, которые мы здесь не будем приводить.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ РАЗЛОЖЕНИЯ ПО НАБЛЮДАТЕЛЬНЫМ ДАННЫМ

Для сохранения преемственности и возможности корректного сравнения результатов мы провели разложение как собственных движений, так

\* Электронный адрес: a.s.tsvetkov@inbox.ru

\*\* Электронный адрес: amosov.f@mail.ru

**Таблица 1.** Связь кинематических параметров модели Огородникова–Милна с коэффициентами векторного сферического разложения собственных движений звезд

Коэффициент $t_{nkp}$ или $s_{nkp}$	Значение
$t_{101}$	$2.89\omega_3$
$t_{110}$	$2.89\omega_2$
$t_{111}$	$2.89\omega_1$
$s_{101}$	$-2.89W/\langle r \rangle$
$s_{110}$	$-2.89V/\langle r \rangle$
$s_{111}$	$-2.89U/\langle r \rangle$
$s_{201}$	$-0.65M_{11}^+ - 0.65M_{22}^+ + 1.29M_{33}^+$
$s_{210}$	$2.24M_{23}^+$
$s_{211}$	$2.24M_{13}^+$
$s_{220}$	$2.24M_{12}^+$
$s_{221}$	$1.12M_{11}^+ - 1.12M_{22}^+$

**Таблица 2.** Связь кинематических параметров модели Огородникова–Милна с коэффициентами скалярного сферического разложения лучевых скоростей звезд

Коэффициент $t_{nkp}$ или $s_{nkp}$	Значение
$v_{001}$	$1.18M_{11}^+ + 1.18M_{22}^+ + 1.18M_{33}^+$
$v_{101}$	$-2.05W/\langle r \rangle$
$v_{110}$	$-2.05V/\langle r \rangle$
$v_{111}$	$-2.05U/\langle r \rangle$
$v_{201}$	$-0.53M_{11}^+ - 0.53M_{22}^+ + 1.06M_{33}^+$
$v_{210}$	$1.83M_{23}^+$
$v_{211}$	$1.83M_{13}^+$
$v_{220}$	$1.83M_{12}^+$
$v_{221}$	$0.92M_{11}^+ - 0.92M_{22}^+$

и лучевых звезд по векторным и скалярным сферическим функциям соответственно на материале 400 тысячных выборок звезд по расстояниям, как это было сделано в предыдущей статье (Цветков, Амосов, 2019). В силу отсутствия многополосной фотометрии в GAIA DR2 мы не проводили разделение звезд по каким-либо признакам, кроме расстояния. Приведем здесь только табл. 3 границ выборок звезд и среднее расстояние звезд выборки.

Для каждой выборки были получены коэффициенты разложения собственных движений звезд по векторным сферическим функциям (табл. 4, 5) и лучевых скоростей по скалярным сферическим функциям (табл. 6). Вычисления производились непосредственно по индивидуальным звездам без какого-либо усреднения. Поскольку все сферические функции являются ортонормированными на сфере, среднеквадратичные ошибки всех коэффициентов одинаковые для каждой выборки, и мы приводим только одно значение. Для удобства читателя в таблицах выделены полужирным шрифтом те значения, модуль которых превосходит три среднеквадратичные ошибки его определения (так называемый критерий  $3\sigma$ ).

#### АНАЛИЗ КОЭФФИЦИЕНТОВ РАЗЛОЖЕНИЯ

Сравнение табл. 4–5 и табл. 1 показывает наличие значимых коэффициентов  $t_{101}$ ,  $t_{110}$ ,  $t_{111}$ , ответственных за твердотельное вращение группы звезд. При этом довольно велик коэффициент  $t_{111}$ , показывающий наличие вращения вокруг оси  $X$ . Остальные тороидальные гармоники должны быть равны нулю. Однако мы видим, что гармоники  $t_{301}$ ,  $t_{411}$ ,  $t_{321}$  и некоторые другие оказываются значимыми. Но основная внемоделная компонента — это гармоника  $t_{211}$ , ее значение лишь немного уступает основному эффекту — гармонике  $t_{101}$ , возникающей в силу вращения Галактики вокруг оси  $Z$ .

При анализе сфероидальных гармоник наблюдается похожая картина. Весьма значимы гармоники, описывающие поступательные движения Солнца среди звезд:  $s_{101}$ ,  $s_{110}$ ,  $s_{111}$ . Как и должно быть, их значения убывают с увеличением расстояния. Гармоника  $s_{220}$ , генерируемая параметром Орта  $A$ , также большая и не зависит от расстояния. Модельные гармоники  $s_{201}$ ,  $s_{210}$  невелики. Лишь гармоника  $s_{211}$ , ответственная за разность сжатия/расширения звездной выборки по оси  $X$  и  $Y$ , довольно значима. Из внемоделных гармоник большое значение имеет  $s_{310}$ . Этот эффект также порядка вращения Галактики. Остальные внемоделные гармоники хотя и формально значимы, но малы.

Таблица 3. Границы выборок 400 000 групп звезд в пк

Min	3	208	300	386	474	571	687	835	1040	1303	1594	1897	2220	2582	3031
Max	208	300	386	474	571	687	835	1040	1303	1594	1897	2220	2582	3031	3677
Avg	144	255	343	430	522	627	757	933	1168	1447	1745	2056	2396	2796	3328

Таблица 4. Торoidalные коэффициенты в км/с/кпк разложения собственных движений по векторным сферическим функциям. Жирным шрифтом выделены значимые по критерию  $3\sigma$  величины

Min	3	208	300	386	474	571	687	835	1040	1303	1594	1897	2220	2582	3031
Max	208	300	386	474	571	687	835	1040	1303	1594	1897	2220	2582	3031	3677
$t_{101}$	<b>-35.8</b>	<b>-36.5</b>	<b>-35.9</b>	<b>-37.3</b>	<b>-37.9</b>	<b>-38.2</b>	<b>-38.4</b>	<b>-38.8</b>	<b>-39.8</b>	<b>-40.7</b>	<b>-41.2</b>	<b>-41.6</b>	<b>-41.7</b>	<b>-41.6</b>	<b>-41.2</b>
$t_{110}$	<b>-15.6</b>	<b>-6.4</b>	<b>-3.1</b>	<b>-3.0</b>	<b>-3.4</b>	<b>-3.6</b>	<b>-1.5</b>	<b>-0.4</b>	<b>0.5</b>	<b>1.3</b>	<b>1.5</b>	<b>1.4</b>	<b>0.8</b>	<b>1.1</b>	<b>0.9</b>
$t_{111}$	2.2	<b>4.3</b>	<b>2.0</b>	<b>3.1</b>	<b>2.5</b>	<b>1.2</b>	<b>-0.3</b>	<b>0.7</b>	<b>1.9</b>	<b>3.7</b>	<b>3.5</b>	<b>4.9</b>	<b>3.3</b>	<b>3.8</b>	<b>2.6</b>
$t_{201}$	0.2	0.5	0.3	-0.8	<b>-1.3</b>	<b>-1.4</b>	<b>-2.1</b>	<b>-1.3</b>	<b>-1.0</b>	<b>-0.7</b>	0.3	<b>0.7</b>	<b>1.4</b>	<b>1.2</b>	<b>1.4</b>
$t_{210}$	-1.2	-0.4	-1.3	<b>-2.3</b>	<b>-3.0</b>	<b>-3.5</b>	<b>-4.6</b>	<b>-3.6</b>	<b>-3.6</b>	<b>-2.9</b>	<b>-2.6</b>	<b>-1.9</b>	<b>-1.6</b>	<b>-0.3</b>	<b>-0.2</b>
$t_{211}$	<b>19.2</b>	<b>11.5</b>	<b>9.9</b>	<b>10.6</b>	<b>9.2</b>	<b>8.9</b>	<b>10.5</b>	<b>14.8</b>	<b>17.9</b>	<b>20.4</b>	<b>20.8</b>	<b>21.0</b>	<b>21.5</b>	<b>22.7</b>	<b>22.1</b>
$t_{220}$	-0.3	0.3	0.0	-0.2	-0.6	0.1	-0.4	-0.4	-0.3	<b>-0.8</b>	<b>-1.0</b>	<b>-0.9</b>	-0.5	0.0	-0.2
$t_{221}$	1.8	0.5	-0.3	-0.5	0.1	0.9	<b>1.0</b>	<b>1.3</b>	<b>1.2</b>	0.0	0.4	-0.5	-0.2	<b>-0.8</b>	-0.1
$t_{301}$	<b>-5.4</b>	<b>-2.0</b>	-1.3	-0.8	-0.2	-0.8	<b>-1.9</b>	<b>-3.1</b>	<b>-3.9</b>	<b>-3.4</b>	<b>-2.7</b>	<b>-1.7</b>	-0.6	0.1	<b>1.6</b>
$t_{310}$	2.0	<b>4.9</b>	<b>2.5</b>	<b>1.4</b>	-0.3	0.0	<b>1.6</b>	<b>2.3</b>	<b>2.1</b>	<b>1.8</b>	<b>0.7</b>	0.5	0.3	0.5	0.2
$t_{311}$	-0.8	<b>-1.9</b>	<b>-2.1</b>	0.0	-0.2	<b>-1.5</b>	<b>-2.1</b>	-0.3	0.4	<b>1.6</b>	<b>1.2</b>	<b>1.4</b>	0.3	0.6	-0.1
$t_{320}$	0.0	0.2	-0.6	0.5	0.6	<b>1.4</b>	<b>1.0</b>	-0.3	0.3	-0.3	-0.1	-0.2	0.0	-0.5	0.1
$t_{321}$	-1.2	0.8	-0.6	0.4	0.4	<b>1.0</b>	<b>1.3</b>	<b>2.5</b>	<b>2.4</b>	<b>3.1</b>	<b>3.6</b>	<b>3.5</b>	<b>3.9</b>	<b>4.1</b>	<b>4.3</b>
$t_{330}$	-1.0	0.2	-0.3	-0.6	0.1	-0.3	-0.6	-0.3	0.0	-0.3	0.2	0.0	0.5	0.0	0.2
$t_{331}$	2.0	-0.9	0.0	0.0	-0.4	-0.3	0.1	0.3	0.1	0.3	0.2	0.3	0.3	0.0	0.0
$t_{401}$	4.5	0.1	<b>-2.0</b>	-0.9	<b>-1.2</b>	<b>-1.2</b>	-0.4	0.5	<b>1.3</b>	0.4	<b>1.0</b>	<b>1.4</b>	<b>1.4</b>	<b>1.2</b>	<b>1.0</b>
$t_{410}$	-0.5	<b>-2.1</b>	-1.3	-0.5	0.0	-0.5	<b>-0.9</b>	-0.2	-0.3	0.6	<b>1.0</b>	<b>0.7</b>	<b>0.8</b>	<b>0.9</b>	<b>0.8</b>
$t_{411}$	-3.3	<b>-2.7</b>	<b>-2.2</b>	-1.0	<b>-2.2</b>	<b>-1.0</b>	<b>1.4</b>	<b>1.5</b>	-0.2	<b>-1.0</b>	<b>-2.4</b>	<b>-3.3</b>	<b>-3.4</b>	<b>-2.4</b>	<b>-2.4</b>
$t_{420}$	1.8	-0.4	-0.5	0.3	-0.4	0.2	-0.4	0.4	-0.3	-0.2	-0.1	0.0	0.4	0.7	0.3
$t_{421}$	-3.2	1.1	-1.1	1.1	0.5	0.7	0.5	0.4	<b>0.7</b>	<b>-0.9</b>	-0.3	<b>-0.8</b>	-0.5	<b>-0.8</b>	-0.1
$t_{430}$	-1.1	-0.6	0.6	0.2	-0.3	-0.7	-0.1	0.3	0.3	0.0	0.1	0.3	0.3	0.5	0.4
$t_{431}$	-1.5	0.1	-0.6	-1.0	-0.3	-0.1	0.0	0.6	<b>0.9</b>	0.5	0.6	<b>0.7</b>	0.0	0.0	-0.4
$t_{440}$	0.7	0.1	-0.2	-0.2	-0.2	0.0	-0.1	0.0	-0.2	0.0	0.0	0.0	-0.1	0.0	0.0
$t_{441}$	1.2	-0.8	-0.1	0.0	0.4	0.0	-0.2	-0.1	0.1	0.0	0.1	0.1	0.0	0.1	0.0
$\sigma$	1.7	0.6	0.5	0.4	0.3	0.3	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2

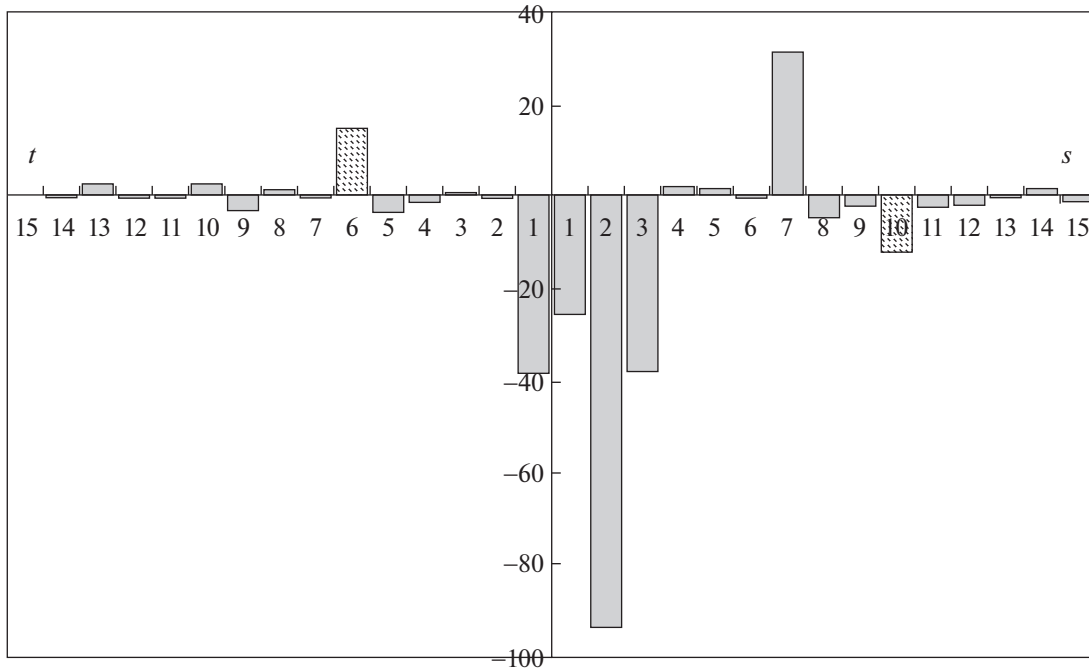
**Таблица 5.** Сфероидальные коэффициенты в км/с/кпк разложения собственных движений по векторным сферическим функциям. Жирным шрифтом выделены значимые по критерию  $3\sigma$  величины

Min	3	208	300	386	474	571	687	835	1040	1303	1594	1897	2220	2582	3031
Max	208	300	386	474	571	687	835	1040	1303	1594	1897	2220	2582	3031	3677
$s_{101}$	<b>-179</b>	<b>-88.2</b>	<b>-66.4</b>	<b>-52.8</b>	<b>-43.7</b>	<b>-36.7</b>	<b>-30.9</b>	<b>-25.9</b>	<b>-21.1</b>	<b>-16.7</b>	<b>-14.3</b>	<b>-11.9</b>	<b>-10.5</b>	<b>-9.2</b>	<b>-8.5</b>
$s_{110}$	<b>-517</b>	<b>-255</b>	<b>-194</b>	<b>-156</b>	<b>-130</b>	<b>-110</b>	<b>-98.3</b>	<b>-93.8</b>	<b>-91.1</b>	<b>-86.9</b>	<b>-82.6</b>	<b>-79.6</b>	<b>-77.7</b>	<b>-77.6</b>	<b>-77</b>
$s_{111}$	<b>-229</b>	<b>-110</b>	<b>-85.5</b>	<b>-69.4</b>	<b>-59.1</b>	<b>-50.1</b>	<b>-44.7</b>	<b>-38.1</b>	<b>-31.9</b>	<b>-27</b>	<b>-23.5</b>	<b>-19.9</b>	<b>-17.4</b>	<b>-14.3</b>	<b>-12.5</b>
$s_{201}$	-2.9	<b>2.4</b>	<b>2.6</b>	<b>3.3</b>	<b>3.2</b>	<b>2.9</b>	<b>2.8</b>	<b>2.2</b>	<b>2.5</b>	<b>2</b>	<b>1.4</b>	<b>2</b>	<b>1.4</b>	<b>1.8</b>	<b>1.9</b>
$s_{210}$	-1.5	<b>-2.5</b>	0.5	-0.8	-1	0.9	<b>2.8</b>	<b>1.5</b>	-0.5	<b>-2.1</b>	<b>-2.3</b>	<b>-3.2</b>	-1.5	-1.8	-1
$s_{211}$	<b>-6.1</b>	<b>-2.5</b>	-0.4	<b>-2.5</b>	<b>-2.9</b>	<b>-2.8</b>	<b>-0.7</b>	-0.4	-0.4	-0.3	-0.3	-0.4	-1.2	<b>-0.8</b>	-1
$s_{220}$	<b>38.7</b>	<b>36.2</b>	<b>34.6</b>	<b>33.7</b>	<b>33.6</b>	<b>34.1</b>	<b>33.5</b>	<b>31.5</b>	<b>30.1</b>	<b>28</b>	<b>26.9</b>	<b>25.6</b>	<b>24.4</b>	<b>23.3</b>	<b>21.3</b>
$s_{221}$	-3.5	<b>-6.1</b>	<b>-7.3</b>	<b>-7.4</b>	<b>-7.8</b>	<b>-7.2</b>	<b>-5.8</b>	<b>-4.7</b>	<b>-3.6</b>	<b>-3.3</b>	<b>-2.8</b>	<b>-3.2</b>	<b>-2.4</b>	<b>-2.6</b>	<b>-1.2</b>
$s_{301}$	<b>-5.8</b>	-0.9	-1.1	-0.6	<b>-1.6</b>	<b>-1.9</b>	<b>-2.4</b>	-2	-1.7	-0.5	-1.1	-0.5	-0.6	<b>-0.7</b>	<b>-1.4</b>
$s_{310}$	<b>-15.4</b>	<b>-7.5</b>	<b>-7.2</b>	<b>-8</b>	<b>-7.7</b>	<b>-7.6</b>	<b>-8.8</b>	<b>-12.1</b>	<b>-14.4</b>	<b>-15.5</b>	<b>-15.3</b>	<b>-15.8</b>	<b>-16.4</b>	<b>-17.2</b>	<b>-17.5</b>
$s_{311}$	-2.5	-0.1	-0.2	-1.2	-1	<b>-1.3</b>	<b>-2.5</b>	<b>-2.3</b>	<b>-1.7</b>	<b>-1.2</b>	<b>-0.9</b>	-0.6	-0.5	-0.1	0.1
$s_{320}$	-3.4	0	-0.3	0.6	-0.2	-0.7	<b>-1.5</b>	<b>-1.8</b>	<b>-1.3</b>	-0.1	-0.3	0.6	0.2	<b>0.7</b>	0.3
$s_{321}$	-1.3	-0.4	-0.8	-0.6	-0.7	-0.3	-0.3	-0.4	-0.2	-0.6	-0.6	-0.5	-0.2	0.2	0.2
$s_{330}$	2	<b>1.9</b>	<b>2.1</b>	<b>2.1</b>	<b>2</b>	<b>2</b>	<b>1.5</b>	<b>1.6</b>	<b>2.1</b>	<b>3.2</b>	<b>3.3</b>	<b>3.5</b>	<b>4</b>	<b>3.9</b>	<b>4.3</b>
$s_{331}$	-0.3	-1.3	-1.4	<b>-1.9</b>	-0.9	<b>-1.1</b>	<b>-1.3</b>	-1	-1	<b>-1.6</b>	<b>-1.6</b>	<b>-1.3</b>	<b>-1.2</b>	<b>-1.1</b>	<b>-1.1</b>
$s_{401}$	0.4	-1.3	0.7	-0.3	-0.3	-0.1	-0.2	-0.4	<b>0.8</b>	0.5	0.6	0.6	0.4	<b>0.7</b>	<b>0.9</b>
$s_{410}$	0.2	-0.3	1.2	<b>-1.3</b>	-0.6	0.7	<b>1.3</b>	0.4	<b>-0.7</b>	-1	<b>-0.9</b>	-0.6	0	0.2	0.4
$s_{411}$	<b>5.6</b>	<b>3</b>	1.4	-0.3	-0.5	0.7	<b>1.1</b>	0.6	-0.3	-0.6	<b>-0.9</b>	-0.6	<b>-0.9</b>	-0.5	<b>-0.7</b>
$s_{420}$	0.5	-0.1	0	-0.7	<b>-1.3</b>	-0.8	-1	-2	<b>-2.2</b>	<b>-2.9</b>	<b>-3.1</b>	-3	<b>-3.4</b>	<b>-3.3</b>	<b>-3.9</b>
$s_{421}$	-4.1	-1.1	-0.4	-0.2	<b>1.3</b>	<b>1.3</b>	1	0.3	0	-0.2	-0.3	<b>-0.7</b>	0	-0.3	0.1
$s_{430}$	-0.4	<b>1.9</b>	0.9	0.6	0.6	0.6	-0.1	-0.4	-0.2	-0.5	0	-0.2	-0.3	0.2	0
$s_{431}$	-1.3	0.2	0.1	-0.7	-0.2	-0.2	0.1	-0.3	-0.1	-0.3	0	0	0.4	0	0.3
$s_{440}$	0	0.2	0	0.7	0.7	-0.1	<b>-0.8</b>	<b>-0.7</b>	<b>-0.9</b>	0	0.1	0	0.3	0.6	<b>0.9</b>
$s_{441}$	4.1	0.5	-0.5	0	-0.4	0.7	<b>0.7</b>	<b>0.8</b>	<b>0.7</b>	0.6	0.4	0.1	0	-0.2	-0.1
$\sigma$	1.7	0.6	0.5	0.4	0.3	0.3	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2

**Таблица 6.** Коэффициенты разложения лучевых скоростей км/с по сферическим функциям. Жирным шрифтом выделены значимые по критерию  $3\sigma$  величины

Min	3	208	300	386	474	571	687	835	1040	1303	1594	1897	2220	2582	3031
Max	208	300	386	474	571	687	835	1040	1303	1594	1897	2220	2582	3031	3677
<i>v</i> 001	<b>0.8</b>	-0.6	<b>-1.0</b>	<b>-2.0</b>	<b>-2.8</b>	<b>-2.7</b>	<b>-3.4</b>	<b>-4.0</b>	<b>-5.1</b>	<b>-4.7</b>	<b>-2.6</b>	<b>-2.8</b>	-0.7	-0.2	-0.3
<i>v</i> 101	<b>-16.2</b>	<b>-16.3</b>	<b>-16.0</b>	<b>-16.9</b>	<b>-17.6</b>	<b>-16.7</b>	<b>-16.0</b>	<b>-16.4</b>	<b>-16.3</b>	<b>-17.0</b>	<b>-16.1</b>	<b>-16.5</b>	<b>-16.6</b>	<b>-16.2</b>	<b>-18.3</b>
<i>v</i> 110	<b>-43.9</b>	<b>-44.0</b>	<b>-43.8</b>	<b>-43.7</b>	<b>-43.8</b>	<b>-43.6</b>	<b>-44.3</b>	<b>-48.6</b>	<b>-57.7</b>	<b>-65.7</b>	<b>-73.5</b>	<b>-81.6</b>	<b>-90.2</b>	<b>-99.5</b>	<b>-110.3</b>
<i>v</i> 111	<b>-20.6</b>	<b>-20.3</b>	<b>-20.8</b>	<b>-21.0</b>	<b>-20.9</b>	<b>-21.0</b>	<b>-21.2</b>	<b>-22.0</b>	<b>-22.9</b>	<b>-24.4</b>	<b>-25.4</b>	<b>-26.2</b>	<b>-25.5</b>	<b>-25.5</b>	<b>-24.3</b>
<i>v</i> 201	0.1	0.3	0.2	0.4	<b>1.1</b>	<b>1.6</b>	<b>2.2</b>	<b>2.1</b>	<b>1.7</b>	<b>2.0</b>	<b>3.8</b>	<b>3.0</b>	<b>4.6</b>	<b>2.8</b>	<b>2.4</b>
<i>v</i> 210	-0.5	0.0	0.1	-0.1	-0.2	-0.2	0.1	0.4	0.9	-1.2	-0.7	-2.2	<b>-2.3</b>	<b>-3.6</b>	-1.7
<i>v</i> 211	<b>-1.4</b>	<b>-1.8</b>	<b>-1.2</b>	<b>-1.3</b>	<b>-1.5</b>	<b>-1.7</b>	<b>-2.4</b>	<b>-2.2</b>	<b>-1.8</b>	<b>-1.5</b>	-0.9	<b>-1.6</b>	-0.2	-1.1	0.5
<i>v</i> 220	<b>4.8</b>	<b>8.1</b>	<b>10.3</b>	<b>12.3</b>	<b>15.1</b>	<b>17.5</b>	<b>20.2</b>	<b>23.6</b>	<b>28.1</b>	<b>32.5</b>	<b>37.0</b>	<b>41.8</b>	<b>46.4</b>	<b>51.2</b>	<b>55.1</b>
<i>v</i> 221	<b>-0.7</b>	<b>-1.9</b>	<b>-2.2</b>	<b>-2.7</b>	<b>-3.6</b>	<b>-3.4</b>	<b>-3.5</b>	<b>-3.5</b>	<b>-2.7</b>	<b>-2.8</b>	<b>-1.8</b>	-1.2	-1.0	-0.7	0.1
<i>v</i> 301	0.4	0.0	<b>-0.8</b>	<b>-0.7</b>	<b>-0.7</b>	<b>-0.8</b>	-0.2	-0.6	-0.7	<b>-1.8</b>	<b>-1.7</b>	<b>-2.1</b>	<b>-3.0</b>	<b>-3.7</b>	<b>-5.2</b>
<i>v</i> 310	<b>-0.8</b>	<b>-1.9</b>	<b>-2.5</b>	<b>-3.2</b>	<b>-3.6</b>	<b>-4.5</b>	<b>-5.3</b>	<b>-8.5</b>	<b>-15.0</b>	<b>-20.4</b>	<b>-26.1</b>	<b>-32.1</b>	<b>-38.7</b>	<b>-46.5</b>	<b>-53.4</b>
<i>v</i> 311	0.5	0.3	0.0	-0.1	<b>-0.7</b>	-0.5	<b>-1.1</b>	<b>-1.4</b>	<b>-1.5</b>	<b>-2.0</b>	<b>-1.8</b>	<b>-1.6</b>	-0.5	0.1	1.6
<i>v</i> 320	-0.2	-0.2	0.4	0.1	-0.3	-0.5	-0.2	-0.8	-0.5	-0.5	-0.6	-0.5	0.6	-0.1	0.2
<i>v</i> 321	-0.2	0.0	0.0	-0.1	-0.3	0.1	0.0	-0.2	-0.5	-0.2	-0.4	-0.7	-0.4	-1.2	-1.5
<i>v</i> 330	0.0	0.2	<b>0.7</b>	<b>0.8</b>	<b>0.9</b>	<b>1.0</b>	<b>1.1</b>	<b>1.6</b>	<b>2.4</b>	<b>3.5</b>	<b>4.4</b>	<b>5.9</b>	<b>7.6</b>	<b>9.7</b>	<b>13.0</b>
<i>v</i> 331	-0.2	-0.1	0.0	-0.4	-0.2	-0.3	-0.5	<b>-1.0</b>	<b>-1.9</b>	<b>-2.4</b>	<b>-2.8</b>	<b>-2.9</b>	<b>-3.2</b>	<b>-2.8</b>	<b>-3.2</b>
<i>v</i> 401	0.0	0.0	0.2	0.0	0.3	0.5	0.6	0.2	0.1	-0.3	0.1	0.5	2.0	1.4	2.6
<i>v</i> 410	-0.1	0.2	0.5	0.5	0.0	-0.2	0.4	0.6	<b>1.1</b>	-0.1	-0.1	-0.8	-0.3	-0.4	1.1
<i>v</i> 411	0.2	<b>0.8</b>	<b>1.1</b>	0.0	0.0	0.3	0.3	0.6	0.9	1.2	1.6	1.4	<b>2.7</b>	2.6	3.6
<i>v</i> 420	-0.1	-0.1	-0.3	-0.5	<b>-0.8</b>	<b>-0.8</b>	<b>-1.6</b>	<b>-2.3</b>	<b>-3.3</b>	<b>-5.7</b>	<b>-7.8</b>	<b>-9.6</b>	<b>-12.4</b>	<b>-15.2</b>	<b>-20.3</b>
<i>v</i> 421	0.1	0.1	0.0	0.3	-0.1	0.6	<b>1.0</b>	<b>1.1</b>	<b>1.1</b>	-0.3	-0.3	-1.0	<b>-2.4</b>	<b>-3.6</b>	<b>-3.0</b>
<i>v</i> 430	-0.2	0.3	0.1	0.3	0.3	0.0	-0.4	-0.4	-0.6	-0.6	-1.1	-1.0	-0.8	-0.3	-0.4
<i>v</i> 431	0.1	0.1	-0.2	-0.3	0.0	-0.2	-0.5	-0.2	0.0	0.2	0.9	0.4	0.6	0.1	-0.3
<i>v</i> 440	0.0	-0.1	0.4	0.4	0.1	-0.4	-0.5	-0.8	-0.7	-0.2	0.3	1.0	<b>1.8</b>	<b>2.9</b>	<b>3.9</b>
<i>v</i> 441	-0.3	0.2	-0.1	-0.1	-0.1	0.2	0.4	0.5	0.9	<b>1.3</b>	1.2	1.0	0.7	0.6	-0.7
$\Sigma$	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.3	0.3	0.4	0.4	0.5	0.5	0.6	0.7





**Рис. 1.** “Спектр” разложения собственных движений звезд для расстояний 835–1040 пк, слева — коэффициенты  $t_j$ , справа —  $s_j$ . Использована линейная нумерация коэффициентов. По вертикальной оси — значение коэффициентов в км/с/кпк.

Для иллюстрации данных табл. 4–5 мы предлагаем способ, который можно назвать “спектр” собственных движений. Рисунок 1 представляет этот спектр для расстояний 835–1040 пк. Для более компактного представления мы использовали линейную нумерацию коэффициентов по следующей формуле (Броше, 1966):

$$j = n^2 + 2k + p - 1, \quad (1)$$

которая позволяет преобразовать три индекса  $n, k, p$  в один.

Сильные внемоделные гармоники в этой нумерации имеют обозначаются как  $t_6$  и  $s_{10}$  и выделены штриховкой на рисунке.

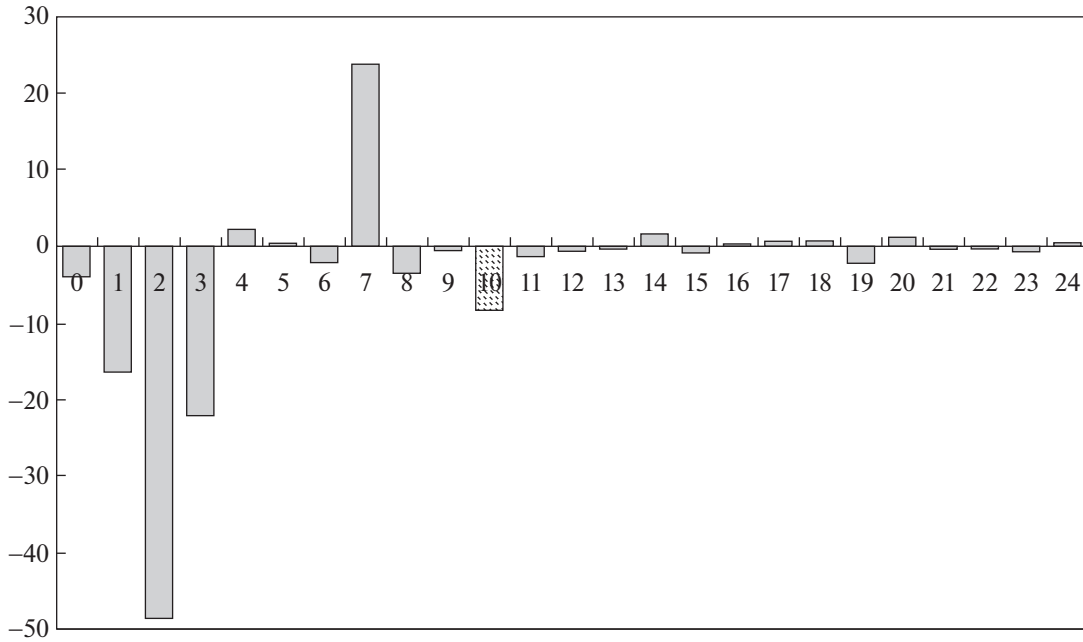
Обратимся теперь к анализу коэффициентов разложения лучевых скоростей (табл. 6) и сравним их с данными из табл. 2. Самый сильный эффект — это движение Солнца — коэффициенты  $v_{101}$ ,  $v_{110}$  и  $v_{111}$ . Отчетливо прослеживается дифференциальное вращение Галактики по коэффициенту  $v_{220}$ , начиная с расстояний в несколько сот парсек. Остальные значимые модельные гармоники сравнительно малы ( $v_{221}$ ,  $v_{001}$ ). Из внемоделных гармоник опять сильно выделяются  $v_{310}$  и для больших расстояний —  $v_{420}$ . Мы наблюдаем рост гармоники  $v_{220}$  и  $v_{310}$ , что связано с их кинематическим характером, так как в модели Огородникова–Милна для лучевых скоростей лишь в функциях при параметрах движения Солнца нет расстояний,

в то время как для остальных членов есть. Для собственных движений картина обратная. Солнечные члены зависят от расстояния, в то время как члены, описывающие кинематику Галактики в линейном приближении от расстояния не зависят. В силу этого зависимость от расстояния внемоделной гармоники  $v_{310}$  служит указанием на ее кинематический характер неучтенного движения звезд.

Спектр разложения лучевых звезд для тех же расстояний 835–1040 пк представлен на рис. 2. На нем так же использована линейная нумерация коэффициентов. Сильная внемоделная гармоника, в этих обозначениях  $v_{10}$ , выделена штриховкой.

Подводя итоги анализа коэффициентов разложения как собственных движений, так и лучевых скоростей звезд, резюмируем:

1. Кинематика самых близких звезд значительно отличается от кинематики более далеких звезд как в систематическом, так и в случайном отношении (большие ошибки коэффициентов). Это известный факт, вызванный наличием аномалии в кинематике Местной системы звезд (Цветков, 1999) и (Цветков, 1995) и пекулярными скоростями, заметно искажающими собственные движения близких звезд.
2. Существуют стабильные кинематические эффекты в движениях звезд, не описываемые



**Рис. 2.** “Спектр” разложения лучевых скоростей звезд для расстояний 835–1040 пк. Использована линейная нумерация коэффициентов. По вертикальной оси — значение коэффициентов в км/с.

моделью, а именно наличие коэффициентов  $t_{211}$ ,  $s_{310}$  и  $v_{310}$  (или  $t_6$ ,  $s_{10}$  и  $v_{10}$ ). Этот факт менее известен, хотя обнаруживался при анализе собственных движений звезд каталога Тучо-2 и лучевых скоростей каталога OSACA (Витязев, Шуксто, 2004) и (Витязев, Цветков, 2009). Последнее означает, что, по-видимому, действительно в околосолнечном пространстве присутствуют неучтенные эффекты. До появления каталога GAIA была небольшая вероятность, что эти гармоника могут быть следствием систематических ошибок в собственных движениях звезд каталогов.

### ВОЗМОЖНАЯ ПРИРОДА ВНЕМОДЕЛЬНЫХ ЧЛЕНОВ В РАЗЛОЖЕНИЯХ

Систематическая значимость гармоник  $t_{211}$ ,  $s_{310}$  и  $v_{310}$  нуждается в объяснении. Одно из возможных объяснений — нелинейные члены в модели вращения Галактики. В самом простом случае — это обобщенная модель Орта–Линдблада. В общем случае эти уравнения являются частным случаем формул Боттлингера, подробное описание которых есть в (Бобылев, Байкова, 2004) и в (Бобылев, Байкова, 2017). Мы приведем эти уравнения так, как они даны в (Витязев, Цветков, 2009):

$$k\mu_l \cos b = U/r \sin l - V/r \cos l + \quad (2)$$

$$+ A \cos b \cos 2l + B \cos b - rF \cos^2 b \cos^3 l -$$

$$- rG(3 \cos^2 b \cos l - \cos^2 b \cos^3 l,$$

$$k\mu_b = U/r \cos l \sin b + V/r \sin l \sin b - \quad (3)$$

$$- W/r \cos b - A \sin b \cos b \sin 2l +$$

$$+ rF \cos^2 b \sin b \sin l \cos^2 l + rG \cos^2 b \sin b \sin^3 l -$$

$$- K \cos b \sin b,$$

$$V_r/r = -U/r \cos b \cos l - V/r \cos b \sin l - \quad (4)$$

$$- W/r \sin b + A \cos^2 b \sin 2l - rF \cos^3 b \sin l \cos^2 l -$$

$$- rG \cos^3 b \sin^3 l + K \cos^2 b.$$

Здесь:

- $k = 4.738$  — множитель перехода от мсд/год в км/с/кпк;
- $l, b, r$  — галактические координаты звезды;
- $U, V, W$  — компоненты вектора  $\mathbf{V}_0$  поступательного движения Солнца среди звезд;
- $A = 0.5R_0\omega'_0$  и  $B = 0.5R_0\omega'_0 + \omega_0$  — параметры Орта,  $R_0$  — расстояние до центра Галактики,  $\omega_0$  — угловая скорость вращения Галактики (напомним, что  $A = M^+_{12}$  и  $B = \omega_3$ );
- $K$  — общее сжатие-растяжение системы в плоскости XY;

**Таблица 7.** Вклад обобщенной модели Орта в коэффициенты скалярного и векторного сферического разложения

$j$	$n$	$k$	$p$	$v_{nkp}$	$t_{nkp}$	$s_{nkp}$
0	0	0	1	2.363K		
1	1	0	1	$-2.047W/\langle r \rangle$	2.894B	$-2.894W/\langle r \rangle$
2	1	1	0	$-2.047V/\langle r \rangle$ $-0.409F\langle r \rangle - 1.228G\langle r \rangle$		$-2.894V/\langle r \rangle$ $-1.158F\langle r \rangle - 3.473G\langle r \rangle$
3	1	1	1	$-2.047U\langle r \rangle$		$-2.894U/\langle r \rangle$
4	2	0	1	$-1.057K$		$-1.294K$
5	2	1	0			
6	2	1	1		$-0.747F\langle r \rangle - 2.242G\langle r \rangle$	
7	2	2	0	1.831A		2.242A
8	2	2	1			
9	3	0	1			
10	3	1	0	$0.109F\langle r \rangle + 0.328G\langle r \rangle$		$0.126F\langle r \rangle + 0.379G\langle r \rangle$
11	3	1	1			
12	3	2	0			
13	3	2	1			
14	3	3	0	$-0.424F\langle r \rangle + 0.424G\langle r \rangle$		$-0.489F\langle r \rangle + 0.489G\langle r \rangle$
15	3	3	1			

- $F$  и  $G$  — параметры Орта второго порядка,  $F = 0.5R_0\omega_0''$  и  $G = A/R_0$ .

Если провести теоретическое разложение уравнений (2)–(4) по сферическим гармоникам, то в дополнение к табл. 1 и 2 мы получим результат, представленный в табл. 7.

Мы видим, что наличие в собственных движениях гармоник  $t_{211}$ ,  $s_{310}$ , а в лучевых скоростях гармоники  $v_{310}$  может быть объяснено расширенной моделью Орта. К сожалению, получить отдельно значения  $F$  и  $G$  по этим трем гармоникам невозможно из-за линейной зависимости. Действительно,

$$v_{310} = 0.109(F + 3G)\langle r \rangle, \quad (5)$$

$$t_{211} = -0.747(F + 3G)\langle r \rangle, \\ s_{310} = 0.126(F + 3G)\langle r \rangle,$$

т.е. мы можем определить только комбинацию  $(F + 3G)\langle r \rangle$ . Для звезд 835–1040 пк (среднее значение расстояния около 0.933 кпк) имеем следующее:

$$v_{310} \rightarrow F + 3G = -8.5/0.109/0.933 = -83.6, \quad (6) \\ t_{211} \rightarrow F + 3G = 14.8/(-0.747)/0.933 = -21.2, \\ s_{310} \rightarrow F + 3G = -12.1/0.126/0.933 = -83.6,$$

Как мы видим, значения, полученные по лучевым скоростям и по сфероидальным гармоникам, близки друг другу. А значение, определенное по тороидальной гармонике, выбивается.

**Таблица 8.** Значения параметров расширенной модели Орта, полученные из совместного решения уравнений (2)–(4)

Min	3	208	300	386	474	571	687	835
Max	208	300	386	474	571	687	835	1040
<i>U</i>	$9.2 \pm 0.0$	$8.9 \pm 0.0$	$9.3 \pm 0.0$	$9.4 \pm 0.0$	$9.6 \pm 0.0$	$9.8 \pm 0.0$	$10.1 \pm 0.0$	$10.6 \pm 0.1$
<i>V</i>	$19.5 \pm 0.1$	$19.9 \pm 0.1$	$20.1 \pm 0.1$	$20.4 \pm 0.1$	$20.4 \pm 0.1$	$20.3 \pm 0.1$	$20.4 \pm 0.1$	$22.0 \pm 0.1$
<i>W</i>	$7.9 \pm 0.0$	$7.8 \pm 0.0$	$7.8 \pm 0.0$	$7.9 \pm 0.0$	$7.9 \pm 0.0$	$7.9 \pm 0.0$	$7.8 \pm 0.0$	$8.0 \pm 0.0$
<i>A</i>	$16.5 \pm 0.5$	$15.8 \pm 0.2$	$15.1 \pm 0.1$	$14.8 \pm 0.1$	$15.0 \pm 0.1$	$15 \pm 0.1$	$14.8 \pm 0.1$	$14.5 \pm 0.0$
<i>B</i>	$-11.0 \pm 0.5$	$-11.0 \pm 0.2$	$-11.1 \pm 0.1$	$-11.7 \pm 0.1$	$-12.1 \pm 0.1$	$-12.3 \pm 0.1$	$-12.3 \pm 0.1$	$-12.3 \pm 0.0$
<i>F</i>	$-13.9 \pm 11.8$	$-10.5 \pm 2.7$	$-10.2 \pm 1.5$	$-8.1 \pm 0.9$	$-6.3 \pm 0.4$	$-4.8 \pm 0.4$	$-2.7 \pm 0.2$	$-2.6 \pm 0.1$
<i>G</i>	$2.9 \pm 4.4$	$2.4 \pm 1.1$	$3.2 \pm 0.6$	$1.5 \pm 0.4$	$1.6 \pm 0.2$	$1.5 \pm 0.2$	$1.6 \pm 0.1$	$1.4 \pm 0.1$
<i>K</i>	$2.8 \pm 0.5$	$-1.2 \pm 0.2$	$-1.2 \pm 0.1$	$-1.8 \pm 0.1$	$-2.0 \pm 0.1$	$-1.7 \pm 0.1$	$-1.8 \pm 0.1$	$-1.7 \pm 0.0$
Min	1040	1303	1594	1897	2220	2582	3031	
Max	1303	1594	1897	2220	2582	3031	3677	
<i>U</i>	$11.1 \pm 0.1$	$11.6 \pm 0.1$	$12.1 \pm 0.1$	$12.5 \pm 0.1$	$12.6 \pm 0.1$	$13.0 \pm 0.1$	$13.2 \pm 0.1$	
<i>V</i>	$25.1 \pm 0.1$	$27.8 \pm 0.1$	$29.8 \pm 0.1$	$31.2 \pm 0.1$	$32.7 \pm 0.1$	$33.3 \pm 0.1$	$33.6 \pm 0.1$	
<i>W</i>	$8.1 \pm 0.0$	$8.2 \pm 0.1$	$8.3 \pm 0.1$	$8.5 \pm 0.1$	$8.7 \pm 0.1$	$8.8 \pm 0.1$	$9.1 \pm 0.1$	
<i>A</i>	$14.0 \pm 0.0$	$13.6 \pm 0.0$	$13.3 \pm 0.0$	$12.9 \pm 0.0$	$12.6 \pm 0.0$	$12.1 \pm 0.0$	$11.4 \pm 0.0$	
<i>B</i>	$-12.5 \pm 0.0$	$-13.0 \pm 0.0$	$-13.3 \pm 0.0$	$-13.7 \pm 0.0$	$-14.1 \pm 0.0$	$-14.3 \pm 0.0$	$-14.6 \pm 0.0$	
<i>F</i>	$-2.9 \pm 0.1$	$-3.4 \pm 0.1$	$-2.9 \pm 0.1$	$-2.7 \pm 0.0$	$-2.4 \pm 0.0$	$-2.0 \pm 0.0$	$-1.6 \pm 0.0$	
<i>G</i>	$1.1 \pm 0.1$	$1.1 \pm 0.0$	$1.0 \pm 0.0$	$1.0 \pm 0.0$	$1.0 \pm 0.0$	$1.0 \pm 0.0$	$1.1 \pm 0.0$	
<i>K</i>	$-1.7 \pm 0.0$	$-1.4 \pm 0.0$	$-1.1 \pm 0.0$	$-0.8 \pm 0.0$	$-0.6 \pm 0.0$	$-0.3 \pm 0.0$	$-0.1 \pm 0.0$	

Дальнейшее знакомство с табл. 7 заставляет нас проверить значения коэффициентов  $v_{330}$  и  $s_{330}$ , которые так же порождаются параметрами  $F$  и  $G$ . Анализ этих гармоник показывает, что они в целом малы (за исключением  $v_{330}$  для далеких звезд). Это означает либо отсутствие данных кинематических эффектов, либо примерное равенство величин  $F$  и  $G$ .

Сопоставление этих фактов указывает на про-

тиворечие в прямой интерпретации внемоделных гармоник, как проявление эффектов расширенной модели Орта.

Для окончательного выяснения мы провели непосредственно совместное решение уравнений (2)–(4) по собственным движениям и лучевым скоростям звезд на материале тех же выборок с учетом индивидуальных расстояний звезд. Результаты представлены в табл. 8. Для той же выборки

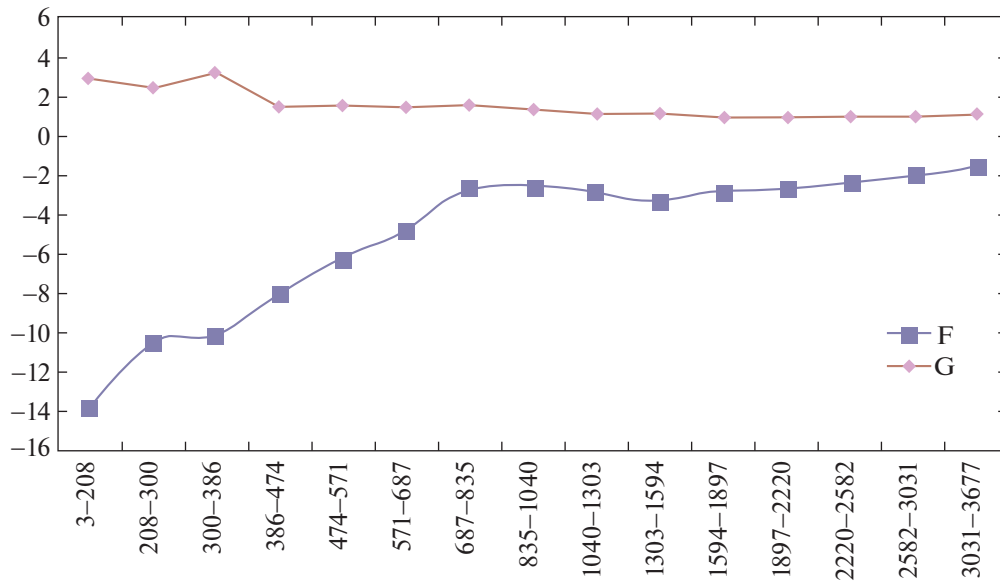


Рис. 3. Зависимость параметров  $F$  и  $G$  от расстояния. По вертикальной оси — значение коэффициентов в км/с/кпк.

звезд со средним расстоянием около 0.93 кпк, мы имеем  $F = -2.9$  км/с/кпк<sup>-2</sup>,  $G = 1.4$  км/с/кпк<sup>-2</sup>, что прекрасно согласуется со значениями, полученными в (Бобылев, Байкова, 2014), но находится в резком противоречии с выражениями (6), из которых следует что  $F$  и  $G$  должны быть значительно больше по модулю. Таким образом, большие значения гармоник  $t_{211}$ ,  $s_{310}$  и  $v_{310}$  не могут быть объяснены расширенной моделью Оорта. Хотя значение гармоники  $s_{330} = 0.42(G-F)$  находится в хорошем согласии с найденными параметрами  $F$  и  $G$ , но если попытаться получить  $F$  и  $G$ , например, из комбинации гармоник  $s_{310}$  и  $s_{330}$ , то мы получим нереально большие значения  $F \approx 26$  км/с/кпк<sup>2</sup>,  $G \approx -23$  км/с/кпк<sup>2</sup>.

Есть еще одно обстоятельство, из которого следует, что параметры  $F$  и  $G$  должны иметь относительно малые значения. Смысл нелинейных членов — производные параметров Оорта по расстоянию. Но результаты предыдущей работы авторов (Цветков, Амосов, 2019) как раз показали удивительную стабильность параметров Оорта ( $B = \omega_3$ ,  $A = M_{12}^+$ ) для значительных диапазонов расстояний, следовательно, производные от этих параметров должны быть малы. Для близких звезд значения многих кинематических параметров велики, что объясняется аномалиями Местной системы звезд (Цветков, 1995). С расстояний свыше 500 пк значения параметров  $F$  и  $G$  уменьшаются и стабилизируются (рис. 3).

#### *Вклад трехмерной модели второго порядка в коэффициенты сферического разложения*

Можно рассмотреть полую трехмерную модель второго порядка. Подробному выводу уравнений следует, по-видимому, посвятить отдельную статью в силу довольно громоздких выкладок. Предварительно следует сказать, что в силу корреляций, видимо, вообще не имеет смысла решать уравнения второго порядка, так как можно будет получить лишь линейные комбинации параметров. В данном случае метод разложения по сферическим гармоникам и использование полученных коэффициентов для анализа нелинейной части модели представляется наиболее целесообразным.

Введем частные производные от кинематических параметров вдоль главных осей галактической системы координат  $X, Y, Z$ , которые обозначим через  $\frac{\partial}{\partial r_1}$ ,  $\frac{\partial}{\partial r_2}$ ,  $\frac{\partial}{\partial r_3}$  соответственно. Разложение полученных уравнений второго порядка по скалярным (для лучевых скоростей) и векторным (для собственных движений) сферическим функциям представлено в табл. 9–11, множитель  $\langle r \rangle$  (среднее расстояние рассматриваемой группы звезд) у каждой частной производной для компактности опущен. В этих таблицах присутствует и вклад линейной модели первого порядка, который уже был представлен в табл. 1–2.

Мы видим, что большое число производных от кинематических параметров входит в виде линейной комбинации в отдельные гармоники. В некоторых случаях параметры второго порядка накладываются на коэффициенты, которые ранее предпо-

лагались зависящими лишь от параметров первого порядка ( $s_{101}$ ,  $s_{110}$ ,  $s_{111}$ ,  $v_{101}$ ,  $v_{110}$ ,  $v_{111}$ ).

Вернемся, однако, к рассматриваемым гармоникам, имеющим большое значение. Выпишем отдельно для них полные выражения из табл. 9–11, группируя слагаемые так, чтобы их было удобно анализировать. Имеем (с точностью до множителя  $\langle r \rangle$ ):

$$s_{310} = 0.13 \left( -\frac{\partial M^+_{11}}{\partial r_2} - 2\frac{\partial M^+_{12}}{\partial r_1} - 3\frac{\partial M^+_{22}}{\partial r_2} + 4\frac{\partial M^+_{33}}{\partial r_2} + 8\frac{\partial M^+_{23}}{\partial r_3} \right), \quad (7)$$

$$v_{310} = 0.11 \left( -\frac{\partial M^+_{11}}{\partial r_2} - 2\frac{\partial M^+_{12}}{\partial r_1} - 3\frac{\partial M^+_{22}}{\partial r_2} + 4\frac{\partial M^+_{33}}{\partial r_2} + 8\frac{\partial M^+_{23}}{\partial r_3} \right), \quad (8)$$

$$t_{211} = 0.37 \left( -\frac{\partial M^+_{11}}{\partial r_2} + \frac{\partial M^+_{12}}{\partial r_1} - \frac{\partial M^+_{23}}{\partial r_3} + \frac{\partial M^+_{33}}{\partial r_2} + 3 \left( \frac{\partial \omega_1}{\partial r_3} + \frac{\partial \omega_3}{\partial r_1} \right) \right). \quad (9)$$

Анализ формул (7)–(9) показывает, что есть 4 кинематических параметра  $\frac{\partial M^+_{11}}{\partial r_2}$ ,  $\frac{\partial M^+_{12}}{\partial r_1}$ ,  $\frac{\partial M^+_{23}}{\partial r_3}$ ,  $\frac{\partial M^+_{33}}{\partial r_2}$ , которые входят во все 3 коэффициента. Кроме этого, параметр  $\frac{\partial M^+_{22}}{\partial r_2}$  входит в коэффициенты  $s_{310}$  и  $v_{310}$ , в то время как в  $t_{211}$  входят  $\frac{\partial \omega_1}{\partial r_3}$  и  $\frac{\partial \omega_3}{\partial r_1}$ . Вероятно, этим и можно объяснить схожесть поведения  $s_{310}$  и  $v_{310}$  и отличие  $t_{211}$ , если проводить анализ в рамках расширенной модели Оорта.

Теоретическое соотношение коэффициентов  $s_{310}$  и  $v_{310}$  практически точно совпадает с соотношением коэффициентов, полученных на материале каталога. Это значит, что линейная комбинация параметров в формулах (7) и (8) имеет одно и то же значение при анализе лучевых скоростей и собственных движений.

Приведенные рассуждения не решают задачу об отождествлении внемоделных гармоник с какими-то конкретными параметрами кинематической модели, так как система уравнений, задаваемая табл. 9–11, недоопределена. Число определяемых параметров превосходит число коэффициентов разложения. Кроме того, мы видим, что коэффициенты могут быть пропорциональны друг другу и могут быть использованы лишь некоторые дополнительные критерии адекватности модели наблюдениям.

Для полного описания системы в рамках модели второго порядка нужна какая-то дополнительная

информация (например, о незначимости некоторых параметров второго порядка), которая позволила бы если и не полностью получить значения всех параметров, то хотя бы значения их менее сложных линейных комбинаций.

Мы можем лишь предложить такое упрощение: оставим в уравнениях (7)–(9) только производные от  $M^+_{12} = A$  и от  $\omega_3 = B$  по  $r_1$ , считая остальные значения малыми, тогда уравнения (7)–(9) сводятся к

$$s_{310} = -0.26 \frac{\partial M^+_{12}}{\partial r_1} \langle r \rangle, \quad (10)$$

$$v_{310} = -0.22 \frac{\partial M^+_{12}}{\partial r_1} \langle r \rangle,$$

$$t_{211} = 0.37 \left( \frac{\partial M^+_{12}}{\partial r_1} + 3 \frac{\partial \omega_3}{\partial r_1} \right) \langle r \rangle.$$

Здесь мы уже не стали опускать множитель  $\langle r \rangle$ . Взяв из табл. 4–6 значения коэффициентов для диапазона 835–1040 со средним значением  $\langle r \rangle = 0.933$  кпк:

$$t_{211} = 14.8, \quad s_{310} = -12.1, \quad v_{310} = -8.5,$$

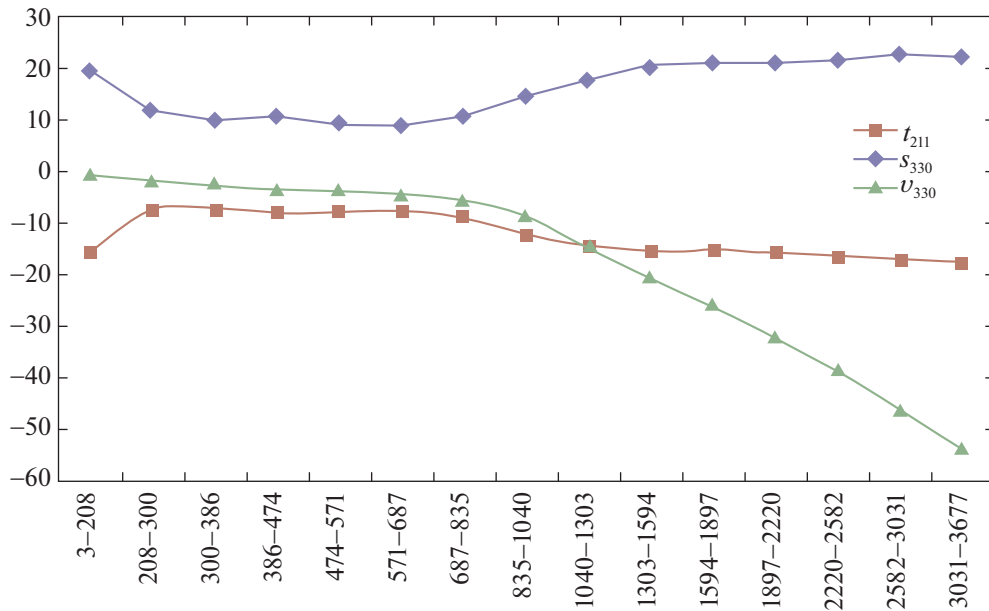
получаем из  $s_{310}$  и  $v_{310}$  среднее значение  $\frac{\partial M^+_{12}}{\partial r_1} = 44$  км/с/кпк<sup>-2</sup>, а  $\frac{\partial \omega_3}{\partial r_1} \approx 0!$

Это довольно странный результат, если учесть, что  $\frac{\partial M^+_{12}}{\partial r_1} = \frac{\partial A}{\partial r_1}$ , что во многом по смыслу совпадает с параметром Оорта  $F$ . Мы предположили, что другие частные производные от кинематическим параметров модели Огородникова–Милна близки к нулю, просто в связи с тем, что сами эти параметры обычно малы. Но малое значение параметров не означает, что производные от них тоже малы. Так что вопрос о нелинейных эффектах в поле скоростей звезд нуждается в дальнейшей проработке. Некоторым указанием на то, что внемоделные коэффициенты  $t_{211}$ ,  $s_{310}$  и  $v_{310}$  суть проявление нелинейных эффектов, является рост их абсолютных значений с увеличением расстояния, так как в нелинейные параметры всегда входит  $\langle r \rangle$  — среднее расстояние рассматриваемой группы звезд. Ближе 500 пк, по-видимому, имеют силу местные кинематические эффекты (рис. 4).

Возможно, природа гармоник  $t_{211}$ ,  $s_{310}$  и  $v_{310}$ , вообще, другая (особенности распределения звезд, звездные потоки, что-либо еще). Интересно отметить, что существуют значимые коэффициенты (например,  $v_{420}$  для больших расстояний), которые не могут быть проинтерпретированы даже в рамках модели второго порядка.

**Таблица 9.** Вклад кинематической модели второго порядка в тороидальные коэффициенты векторного сферического разложения собственных движений звезд. Множитель  $\langle r \rangle$  у всех частных производных опущен

$j$	$N$	$k$	$p$	$t_j$
1	1	0	1	$2.89\omega_3$
2	1	1	0	$2.89\omega_2$
3	1	1	1	$2.89\omega_1$
4	2	0	1	$-0.65\frac{\partial\omega_1}{\partial r_1} - 0.65\frac{\partial\omega_2}{\partial r_2} + 1.30\frac{\partial\omega_3}{\partial r_3} - 0.65\frac{\partial M_{13}^+}{\partial r_2} + 0.65\frac{\partial M_{23}^+}{\partial r_1}$
5	2	1	0	$1.12\frac{\partial\omega_2}{\partial r_3} + 1.12\frac{\partial\omega_3}{\partial r_2} - 0.37\frac{\partial M_{12}^+}{\partial r_2} + 0.37\frac{\partial M_{13}^+}{\partial r_3} + 0.37\frac{\partial M_{22}^+}{\partial r_1} - 0.37\frac{\partial M_{33}^+}{\partial r_1}$
6	2	1	1	$1.12\frac{\partial\omega_1}{\partial r_3} + 1.12\frac{\partial\omega_3}{\partial r_1} - 0.37\frac{\partial M_{11}^+}{\partial r_2} + 0.37\frac{\partial M_{12}^+}{\partial r_1} - 0.37\frac{\partial M_{23}^+}{\partial r_3} + 0.37\frac{\partial M_{33}^+}{\partial r_2}$
7	2	2	0	$1.12\frac{\partial\omega_1}{\partial r_2} + 1.12\frac{\partial\omega_2}{\partial r_1} + 0.37\frac{\partial M_{11}^+}{\partial r_3} - 0.37\frac{\partial M_{13}^+}{\partial r_1} - 0.37\frac{\partial M_{22}^+}{\partial r_3} + 0.37\frac{\partial M_{23}^+}{\partial r_2}$
8	2	2	1	$1.12\frac{\partial\omega_1}{\partial r_1} - 1.12\frac{\partial\omega_2}{\partial r_2} - 0.75\frac{\partial M_{12}^+}{\partial r_3} + 0.37\frac{\partial M_{13}^+}{\partial r_2} + 0.37\frac{\partial M_{23}^+}{\partial r_1}$



**Рис. 4.** Зависимость гармоник  $t_{211}$ ,  $s_{330}$  и  $v_{330}$  от расстояния. По вертикальной оси — значение коэффициентов в км/с/кпк.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование показало, что в собственных движениях и лучевых скоростях звезд уверенно присутствуют такие кинематические эф-

фекты, как поступательно движение Солнца, твердотельное вращение в основном вокруг оси  $Z$ , но есть и меньший эффект вокруг оси  $X$ . Также не подлежит сомнению наличие деформации поля

**Таблица 10.** Вклад кинематической модели второго порядка в сферические коэффициенты векторного сферического разложения собственных движений звезд. Множитель  $\langle r \rangle$  у всех частных производных опущен

$j$	$N$	$k$	$p$	$t_j$
1	1	0	1	$-2.89W/r + 1.45 \frac{\partial \omega_1}{\partial r_2} - 1.45 \frac{\partial \omega_2}{\partial r_1} - 0.29 \frac{\partial M_{11}^+}{\partial r_3} + 0.87 \frac{\partial M_{13}^+}{\partial r_1} - 0.29 \frac{\partial M_{22}^+}{\partial r_3} + 0.87 \frac{\partial M_{23}^+}{\partial r_2} + 0.56 \frac{\partial M_{33}^+}{\partial r_3}$
2	1	1	0	$-2.89V/r - 1.45 \frac{\partial \omega_1}{\partial r_3} + 1.45 \frac{\partial \omega_3}{\partial r_1} - 0.29 \frac{\partial M_{11}^+}{\partial r_2} + 0.87 \frac{\partial M_{12}^+}{\partial r_1} + 0.58 \frac{\partial M_{22}^+}{\partial r_2} + 0.87 \frac{\partial M_{23}^+}{\partial r_3} - 0.29 \frac{\partial M_{33}^+}{\partial r_1}$
3	1	1	1	$-2.89U/r + 1.45 \frac{\partial \omega_2}{\partial r_3} - 1.45 \frac{\partial \omega_3}{\partial r_2} + 0.58 \frac{\partial M_{11}^+}{\partial r_1} + 0.87 \frac{\partial M_{12}^+}{\partial r_2} + 0.87 \frac{\partial M_{13}^+}{\partial r_3} - 0.29 \frac{\partial M_{22}^+}{\partial r_1} - 0.29 \frac{\partial M_{33}^+}{\partial r_1}$
4	2	0	1	$-0.65M_{11}^+ - 0.65M_{22}^+ + 1.30M_{33}^+$
5	2	1	0	$2.24M_{23}^+$
6	2	1	1	$2.24M_{13}^+$
7	2	1	0	$2.24M_{12}^+$
8	2	2	1	$1.12M_{11}^+ - 1.12M_{22}^+$
9	3	0	1	$-0.31 \frac{\partial M_{11}^+}{\partial r_3} - 0.62 \frac{\partial M_{13}^+}{\partial r_1} - 0.31 \frac{\partial M_{12}^+}{\partial r_3} - 0.62 \frac{\partial M_{23}^+}{\partial r_2} + 0.62 \frac{\partial M_{33}^+}{\partial r_3}$
10	3	1	0	$-0.13 \frac{\partial M_{11}^+}{\partial r_2} - 0.25 \frac{\partial M_{12}^+}{\partial r_1} - 0.38 \frac{\partial M_{22}^+}{\partial r_2} + 1.01 \frac{\partial M_{23}^+}{\partial r_3} + 0.51 \frac{\partial M_{33}^+}{\partial r_2}$
11	3	1	1	$-0.38 \frac{\partial M_{11}^+}{\partial r_1} - 0.25 \frac{\partial M_{12}^+}{\partial r_2} + 1.01 \frac{\partial M_{13}^+}{\partial r_3} - 0.13 \frac{\partial M_{22}^+}{\partial r_2} + 0.51 \frac{\partial M_{33}^+}{\partial r_1}$
12	3	2	0	$0.80 \frac{\partial M_{12}^+}{\partial r_3} + 0.80 \frac{\partial M_{13}^+}{\partial r_2} + 0.80 \frac{\partial M_{23}^+}{\partial r_1}$
13	3	2	1	$0.40 \frac{\partial M_{11}^+}{\partial r_3} + 0.80 \frac{\partial M_{13}^+}{\partial r_1} - 0.40 \frac{\partial M_{22}^+}{\partial r_3} - 0.80 \frac{\partial M_{23}^+}{\partial r_2}$
14	3	3	0	$0.49 \frac{\partial M_{11}^+}{\partial r_2} + 0.98 \frac{\partial M_{12}^+}{\partial r_1} - 0.49 \frac{\partial M_{22}^+}{\partial r_2}$
15	3	3	1	$0.49 \frac{\partial M_{11}^+}{\partial r_1} - 0.98 \frac{\partial M_{12}^+}{\partial r_2} - 0.49 \frac{\partial M_{22}^+}{\partial r_1}$

скоростей в плоскости  $XU$ . Остальные компоненты линейной модели присутствуют в незначительном количестве. Загадку составляет существование сильных гармоник  $t_{211}$ ,  $s_{310}$  и  $v_{310}$ , не описываемых линейными звездно-кинематическими моделями Оорта–Линдблада и Огородникова–Милна. Попытка напрямую привязать их к расширенной модели Оорта–Линдблада лишь частично позволила объяснить их существование, из-за возникшего противоречия в определении параметров по

гармоникам  $s_{310}$ ,  $v_{310}$  и  $t_{211}$ . Возможно, ключ к пониманию природы этих гармоник лежит в использовании полной трехмерной модели второго порядка. Однако вопрос этот сложный и нуждается в проведении дополнительных исследований. Авторы планируют посвятить модели второго порядка отдельную публикацию.



**Таблица 11.** Вклад кинематической модели второго порядка в коэффициенты сферического разложения лучевых скоростей звезд. Множитель  $\langle r \rangle$  у всех частных производных опущен

$j$	$N$	$k$	$p$	$v_j/r$
0	0	0	1	$1.18M_{11}^+ + 1.18M_{22}^+ + 1.18M_{33}^+$
1	1	0	1	$-2.05W/r + 0.41\frac{\partial M_{11}^+}{\partial r_3} + 0.41\frac{\partial M_{22}^+}{\partial r_3} + 1.23\frac{\partial M_{33}^+}{\partial r_3} + 0.82\frac{\partial M_{13}^+}{\partial r_1} + 0.82\frac{\partial M_{23}^+}{\partial r_2}$
2	1	1	0	$-2.05V/r + 0.41\frac{\partial M_{11}^+}{\partial r_2} + 1.23\frac{\partial M_{22}^+}{\partial r_2} + 0.41\frac{\partial M_{33}^+}{\partial r_2} + 0.82\frac{\partial M_{12}^+}{\partial r_1} + 0.82\frac{\partial M_{23}^+}{\partial r_3}$
3	1	1	1	$-2.05U/r + 1.23\frac{\partial M_{11}^+}{\partial r_1} + 1.41\frac{\partial M_{22}^+}{\partial r_1} + 0.41\frac{\partial M_{33}^+}{\partial r_1} + 0.82\frac{\partial M_{12}^+}{\partial r_2} + 0.82\frac{\partial M_{13}^+}{\partial r_3}$
4	2	0	1	$-0.53M_{11}^+ - 0.53M_{22}^+ + 1.06M_{33}^+$
5	2	1	0	$1.83M_{23}^+$
6	2	1	1	$1.83M_{13}^+$
7	2	1	0	$1.831M_{12}^+$
8	2	2	1	$0.92M_{11}^+ - 0.92M_{22}^+$
9	3	0	1	$-0.27\frac{\partial M_{11}^+}{\partial r_3} - 0.27\frac{\partial M_{22}^+}{\partial r_3} + 0.54\frac{\partial M_{33}^+}{\partial r_3} - 0.54\frac{\partial M_{23}^+}{\partial r_2}$
10	3	1	0	$-0.11\frac{\partial M_{11}^+}{\partial r_2} - 0.33\frac{\partial M_{22}^+}{\partial r_2} + 0.44\frac{\partial M_{33}^+}{\partial r_2} - 0.22\frac{\partial M_{12}^+}{\partial r_1} + 0.88\frac{\partial M_{23}^+}{\partial r_3}$
11	3	1	1	$-0.33\frac{\partial M_{11}^+}{\partial r_1} - 0.11\frac{\partial M_{22}^+}{\partial r_1} + 0.44\frac{\partial M_{33}^+}{\partial r_1} - 0.22\frac{\partial M_{12}^+}{\partial r_2} + 0.88\frac{\partial M_{13}^+}{\partial r_3}$
12	3	2	0	$0.69\frac{\partial M_{12}^+}{\partial r_3} + 0.69\frac{\partial M_{13}^+}{\partial r_2} + 0.69\frac{\partial M_{23}^+}{\partial r_1}$
13	3	2	1	$0.35\frac{\partial M_{11}^+}{\partial r_3} - 0.35\frac{\partial M_{22}^+}{\partial r_3} + 0.69\frac{\partial M_{13}^+}{\partial r_1} - 0.69\frac{\partial M_{23}^+}{\partial r_2}$
14	3	3	0	$0.42\frac{\partial M_{11}^+}{\partial r_2} - 0.42\frac{\partial M_{22}^+}{\partial r_2} + 0.85\frac{\partial M_{12}^+}{\partial r_1}$
15	3	3	1	$0.42\frac{\partial M_{11}^+}{\partial r_1} - 0.42\frac{\partial M_{22}^+}{\partial r_1} - 0.85\frac{\partial M_{12}^+}{\partial r_2}$

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Витязев, Цветков (V. V. Vityazev and A. S. Tsvetkov), *Astron. Nachr.* **334**, 760 (2013).
2. Витязев, Шуксто (V. V. Vityazev and A. Shuksto), *ASP Conf. Ser.* 316, 230 (2004).
3. Бобылев В. В., Письма в Астрон. журн. **30**, 861 (2004) [V. V. Bobylev, *Astron. Lett.* **30**, 848 (2004)].
4. Бобылев В. В., Байкова А. Т., Лебедева С. В., Письма в Астрон. журн. **33**, 809 (2007) [V. V. Bobylev, A. T. Bajkova, S. V. Lebedeva, *Astron. Lett.* **33**, 720 (2007)].
5. Бобылев В. В., Байкова А. Т., Письма в Астрон. журн. **40**, 830 (2014) [V. V. Bobylev, A. T. Bajkova, *Astron. Lett.* **40**, 773 (2014)].

6. Бобылев В. В., Байкова А. Т., Письма в Астрон. журн. **43**, 185 (2017) [V. V. Bobylev, Astron. Lett. **43**, 152 (2017)].
7. Броше (P. Brosche), Veröff. des Astron. Rechen-Inst.Heidelberg № 17, 1 (1966).
8. Витязев В. В., Цветков А. С., Вестник ЛГУ, сер. 1, вып. 2 (N8), 73 (1989).
9. Витязев В. В., Цветков А. С., Вестник ЛГУ, сер. 1, вып. 2 (N8), 79 (1990).
10. Витязев В. В., Цветков А. С., Письма в Астрон. журн. **35**, 114 (2009) [V. V. Vityazev, A. S. Tsvetkov, Astron. Lett. **35**, 100 (2009)].
11. Витязев В.В., Цветков А.С., Трофимов Д.А., Письма в Астрон. журн. **40**, 783 (2014) [V. V. Vityazev, A. S. Tsvetkov, D. A. Trofimov, Astron. Lett. **40**, 713 (2014)].
12. Огородников К. Ф., *Динамика звездных систем* (М.: Физматгиз, 1965).
13. Цветков (A. S. Tsvetkov), *Journess, Systemes de referance spatio-temporels* (Dresden, Germany, 1999).
14. Цветков (A. S. Tsvetkov), Astron. Astrophys. Transact. **9**, 1(1995).
15. Цветков А. С., Амосов Ф. А., Письма в Астрон. журн. **45**, (2019).

## Study on electron density diagnostics of silicon VIII ion for non-Maxwellian distribution in solar transition region

© 2020 г. J. He<sup>1</sup>, Q. Zhang<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*School of Physics and Engineering, Henan University of Science and Technology, Luoyang, 471023, China*

Поступила в редакцию 27.03.2019 г.

После доработки 19.11.2019 г.; принята к публикации 05.12.2019 г.

For accurate electron density diagnostics in the solar transition region, the principle of electron density diagnostics are discussed by lines from silicon ion for kappa and Maxwellian distributions. By observed line ratio of the silicon 1440.50 Å to 1445.75 Å lines in quiet sun and active region, the electron density is discussed for any observed line ratio, and results are consistent with reported values in literature. The relationships between line ratio and electron density for the kappa and Maxwellian distributions are also discussed, in the case of lower and higher electron density limits, and results indicate that different distributions have no effect on relationships between the line ratio and the electron density at lower or higher electron density limit. This discussion is significant for accurate electron density diagnostics in the solar transition region, which will be important for study on coronal heating and acceleration of solar wind.

*Keywords:* Solar transition region, electron density diagnostics, non-Maxwellian distribution.

**DOI:** 10.31857/S0320010820010027

---

<sup>1</sup> Полностью статья публикуется в английской версии журнала (Astronomy Letters vol. 46, No. 1, 2020).

\*E-mail: [hejian405@163.com](mailto:hejian405@163.com)