

# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Том 98, номер 3, 2021

---

---

Реликтовое излучение и современная космологическая модель <i>О. В. Верходанов</i>	179
Восстановление параметров газопылевого диска на основе его синтетических изображений <i>А. М. Скляревский, Я. Н. Павлюченков, Э. И. Воробьев</i>	197
Физические параметры V680 Mon – затменной звезды с наивысшим известным эксцентриситетом <i>И. М. Волков, А. С. Кравцова, Д. Хохол</i>	212
Влияние вариаций протяженной водородной короны Марса на эффективность перезарядки с протонами солнечного ветра <i>В. И. Шематович, Д. В. Бисикало, А. Г. Жилкин</i>	232
Улучшение орбит четырех визуально-двойных звезд с использованием данных Gaia DR2 и наблюдений 26-дюймового рефрактора Пулковской обсерватории <i>Л. Г. Романенко, И. С. Измайлов</i>	239
Анализ широтных наблюдений и данных спутниковых навигационных систем с целью определения геодинамических параметров <i>Р. Р. Мубаракшина, В. В. Лапаева, Р. А. Кащеев, Р. В. Загретдинов, Ю. А. Нефедьев, А. О. Андреев</i>	255

---

---



УДК 524.82

## РЕЛИКТОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И СОВРЕМЕННАЯ КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

© 2021 г. **О. В. Верходанов**

*Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия*

*E-mail: vo@sao.ru*

Поступила в редакцию 31.07.2020 г.

После доработки 30.10.2020 г.

Принята к публикации 30.10.2020 г.

В обзоре рассмотрен вклад результатов измерения флуктуаций реликтового излучения в современную космологическую модель и последние результаты наблюдательной космологии. Мы обсудили основы современной космологической модели, этапы получения информации из данных наблюдений обсерватории “Planck”, а именно, анализ временных рядов наблюдений, процедуры построения карты, пикселизацию, разделение фоновых компонентов, расчет углового спектра мощности и определение космологических параметров.

DOI: 10.31857/S0004629921030051

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Начало эпохи точной космологии можно отсчитывать от даты публикации первых результатов по измерению уровня неоднородностей космического микроволнового фона (СМВ) в миссии WMAP НАСА в 2003 г., когда космологические параметры были измерены с точностью лучше 10% [1]. Последующие релизы данных WMAP, а также релизы данных запущенной в 2008 г. обсерватории “Planck” Европейского космического агентства (ESA) [2–6] подтвердили первые полученные результаты и продемонстрировали прежде недостижимое на других инструментах качество космологических измерений. Существенного прорыва удалось достичь благодаря полному картографированию всей небесной сферы и высокой чувствительности обзора одновременно в нескольких полосах микроволнового диапазона. Эти данные привели к целому ряду первостепенных астрофизических результатов.

Уже в самых ранних работах о существовании космического микроволнового излучения [7–9] и, естественно, сразу после открытия СМВ [10, 11] модель горячей ранней Вселенной стала преобладающей, а астрофизика встала на путь прямого измерения космологических параметров. Десятки наблюдательных экспериментов и сотни теоретических работ (см. обзор в [12]) дали толчок развитию самой модели, пока на спутнике НАСА COBE [13] не были открыты неоднородности на угловом масштабе около  $7^\circ$ .

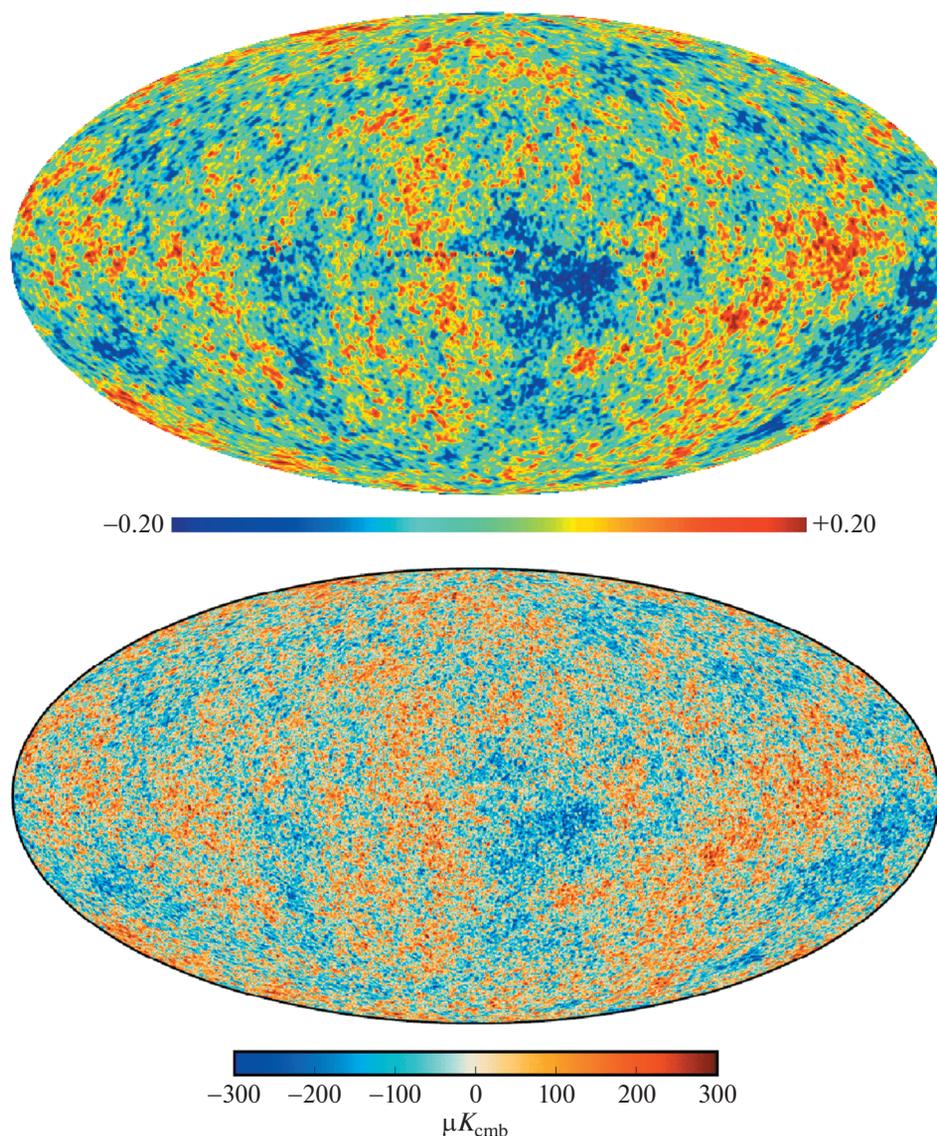
Открытие флуктуаций реликтового излучения определило направления, по которым необходи-

мо было двигаться для точного измерения космологических параметров. Это прежде всего измерения анизотропии температуры РИ на субградусных и меньших масштабах, а также измерения поляризации СМВ в Е и В модах. Кроме того стало ясно, что для расчета сферических и вращательных гармоник требовались наблюдения на полной небесной сфере.

Продолжительные космические обзоры реликтового фонового излучения (РИ), дополненные данными разных экспериментов в других диапазонах волн, привели к построению согласованного описания Вселенной. Эти отмеченные выше ключевые обзоры полного неба есть: WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) НАСА и “Planck” ESA по измерению уровня флуктуаций температуры и поляризации космического микроволнового фона. Оба спутника были запущены в квазистабильную точку Лагранжа L2 в системе двух тел Солнце–Земля на расстоянии 1.5 млн. км от Земли в направлении от Солнца. Сканирование неба телескопом НАСА WMAP<sup>1</sup> проводилось в период с 2002 по 2011 г. в пяти полосах: 23 (полоса K), 33 (полоса Ka), 41 (полоса Q), 61 (полоса V) и 94 ГГц (полоса W). Европейское космическое агентство реализовало свой проект “Planck”<sup>2</sup>. Он был направлен на решение почти тех же задач, но являлся экспериментом нового поколения, превосходящим все прежние эксперименты по чувствительности, угловому разрешению и числу ча-

<sup>1</sup> <http://lambda.gsfc.nasa.gov>

<sup>2</sup> <http://www.esa.int/“Planck”>



**Рис. 1.** Верхняя панель – карта СМВ WMAP 9-го релиза с угловым разрешением  $1^\circ$ . Нижняя панель – карта СМВ “Planck” релиза данных 2015 г. с разрешением  $5'$ .

стотных полос. На рис. 1 приведены карты обзоров WMAP и “Planck”.

Результаты измерений СМВ в этих обзорах, данные по сверхновым типа СН Ia [14, 15], барионным осцилляциям BOSS [16] и первичному нуклеосинтезу [17] позволили перейти к точным измерениям космологических параметров в рамках  $\Lambda$ CDM-космологии. Важнейшей поддержкой космическим экспериментам стали численные симуляции эволюции крупномасштабной структуры на современных мощных суперкомпьютерах [18–20].

В данном обзоре мы рассмотрим следующие вопросы: на чем базируется современная космологическая модель, этапы получения информации по стандартной модели из данных наблюде-

ний обсерватории “Planck”, которые включают анализ временных рядов наблюдений, процедуры построения карты, пикселизацию, разделение фоновых компонентов, расчет углового спектра мощности и определение космологических параметров. Далее мы обсудим основные космологические результаты и такой важный вопрос, как согласование данных эксперимента “Planck” с целым набором разнообразных космологических измерений.

## 2. ЭВОЛЮЦИЯ ВСЕЛЕННОЙ И РЕЛИКТОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Современная космологическая модель (или стандартная космологическая модель)  $\Lambda$ CDM

призвана описать особенности эволюции Вселенной в различные эпохи конечным количеством параметров. Модель строится на результатах наблюдательных экспериментов, в которых определяются несколько параметров. Исходя из этой модели удается сделать предсказания для проверки в экспериментах следующего поколения. В самом названии современной модели заключены две главные проблемы современной космологии. Первая проблема – темная энергия (ТЭ), описывается  $\Lambda$ -членом в уравнении Эйнштейна. Ее действие наблюдается на масштабах сотен миллионов световых лет как ускоренное расширение Вселенной. ТЭ – это некоторая субстанция с отрицательным давлением и ее часто соотносят со свойствами вакуума. Второй компонент модели – темная материя (ТМ), гравитационное проявление которой мы видим на масштабах галактик, скоплений галактик и крупномасштабной структуры Вселенной. Темная материя представляется в стандартном описании как холодная темная материя (Cold Dark Matter – CDM). Скорее всего, ТМ – это вещество, состоящее из массивных нейтральных частиц, не входящих в Стандартную модель физики элементарных частиц и не участвующих в электромагнитном взаимодействии. Но, возможно, что кроме гравитационного взаимодействия ТМ может участвовать в слабом, либо в другом, пока неизвестном взаимодействии. Вклад обоих компонентов в энергетический баланс Вселенной хорошо измерен по их проявлениям. В рамках согласованной модели, использующей данные космической миссии “Planck” релиза 2018 г. и барионных (акустических или Сахаровских) осцилляций, измеренных в оптических наблюдениях Слоановского обзора неба [21, 22] (Sloan Digital Sky Survey – SDSS), вклад составляет ~69% ТЭ и ~26% ТМ. При этом за ~5% энергии отвечает видимое (барионное) вещество.

Простейшая модель  $\Lambda$ CDM содержит шесть базовых параметров, среди которых параметры плотности, параметры, описывающие рост первичных неоднородностей вещества, и оптическая толща в эпоху реионизации, связанная с эпохой образования первых звезд. Ниже (см. [1, 6]) мы остановимся на более детальном рассмотрении этих параметров. Обсудим различные космологические эпохи, в рамках действующей модели, которые в той или иной степени нашли отражение в анизотропии температуры и поляризации СМВ.

Современная стандартная космологическая модель позволяет описать эволюцию Вселенной в виде нескольких стадий [23–26], в течение которых ее физические свойства кардинально различаются.

*Очень ранняя Вселенная* (Большой взрыв) включает Планковскую эпоху до  $10^{-37}$  с от зарождения

Вселенной с температурой примерно  $10^{32}$  К и плотностью около  $10^{93}$  г/см<sup>3</sup>; эпоху быстрого (экспоненциального) раздувания Вселенной за первые  $10^{-35}$ – $10^{-32}$  с в зависимости от модели, называемую космической инфляцией; эпоху нарушения соотношения между материей и антиматерией ( $10^{-11}$  с,  $10^{16}$  К). В эту эпоху, как предполагается, возникли усиленные инфляцией скалярные возмущения и связанные с первичными гравитационными волнами тензорные возмущения поля.

*Ранняя Вселенная* включает эпоху разделения взаимодействий ( $10^{-6}$  с,  $10^{13}$  К); охлаждение кварк-глюонной плазмы и появление протонов и нейтронов; аннигиляцию частиц и античастиц (от  $10^{-5}$  с для протонов и антипротонов до 10 с после Большого взрыва для электронов и позитронов) и эпоху доминирования излучения, когда в энергетическом балансе Вселенной преобладали фотоны, возникшие после аннигиляции антиматерии и активно взаимодействующие с заряженными частицами в первичной плазме. Спустя 380 тыс. лет, испытав множественные поглощения и переизлучение в плазме, эти фотоны после рекомбинации водорода, называемые реликтовым излучением, начнут свободно распространяться по Вселенной. К этому же этапу относится эпоха первичного нуклеосинтеза: рождение ядер дейтерия и гелия из свободных нейтронов и протонов при охлаждении температуры до  $10^{10}$  К через 200 с после Большого взрыва. Спустя 40–70 тыс. лет, когда плотности излучения и материи сравнялись, из квантовых неоднородностей, возникших еще во время космической инфляции, за счет гравитации и давления начали образовываться первые структуры в молодой Вселенной. Эволюция таких структур, процесс формирования которых был предсказан А.Д. Сахаровым [27], описывается физикой акустических волн в плазме. Свойства первичной плазмы, определяемой всеми компонентами плотности энергии, а также другими физическими параметрами, такими, например, как скорость расширения Вселенной или количество энергии в волнах разной длины, оказываются связаны с излучением, оставшимся от аннигиляции материи и антиматерии. Возникшие неоднородности в распределении материи в эту эпоху не являются стабильными: часть из них разрушается, а часть “выживает”, причем из выживших выделяются структуры определенного размера, и именно они распределяются в пространстве. Согласно современным представлениям, при образовании флуктуаций плотности материи в этот период основным гравитирующим компонентом является холодная темная материя. Фотоны, взаимодействуя с веществом, изменяли свою энергию соответственно, отпечатывая флуктуации плотности как наблюдаемые флуктуации температуры и поляризации СМВ.

Спустя 380 тыс. лет после Большого взрыва расширение Вселенной привело к понижению температуры до  $\sim 3000$  К. В результате стало возможным существование стабильных, не разрушаемых излучением, атомов водорода. Этот период называется эпохой рекомбинации водорода. С тех пор излучение свободно проходило сквозь вещество, сохраняя в своем угловом распределении информацию о свойствах первичных возмущений плотности. Процесс рекомбинации приходится на период доминирования материи (так называемая *пылевая стадия расширения* или эпоха доминирования вещества), продолжавшийся около 6 млрд. лет до эпохи ускоренного расширения Вселенной (*стадия доминирования темной энергии*), начавшейся 6.5 млрд. лет назад и время окончания которой неизвестно. Во время пылевой стадии выделяются темная эпоха (от 380 тыс. лет до  $\sim 200$ –400 млн. лет после Большого взрыва), когда не существовали крупные структуры, которые можно было бы сейчас наблюдать, и эпоха реионизации (от 0.4 до 1 млрд. лет), во время которой ультрафиолетовое излучение первых звезд и ядер галактик ионизировало нейтральный водород межгалактической среды. На стадии реионизации образуются галактики и их системы (группы и скопления). Эти процессы отражаются в фоновом излучении из-за взаимодействия фотонов со вторично ионизованным веществом и в изменении энергии фотонов в переменном гравитационном потенциале (так называемый интегральный эффект Сакса-Вольфа [28]), когда формируются скопления галактик и пустоты между ними. На стадии доминирования темной энергии (т.е. в нашу эпоху) скопления галактик оставляют свои отпечатки в распределении микроволнового фона за счет передачи энергии от быстрых электронов скопления фотоном (обратный эффект Комптона). Для межгалактического газа в скоплениях галактик эффект был теоретически рассчитан Зельдовичем и Сюняевым [29] на основании уравнения Компанейца [30] и многократно подтвержден в наблюдениях на ряде телескопов миллиметрового диапазона, и, в первую очередь, в миссии “Planck” и на Атакамском космологическом телескопе (АСТ).

Флуктуации температуры реликтового излучения зарегистрированы на уровне  $\Delta T/T \sim 10^{-5}$  [13]. В распределении реликтового излучения наблюдается также и дипольный компонент, в виде уярчения фона в направлении движения Земли и ослабления в противоположном направлении на уровне  $\Delta T/T \sim 10^{-3}$ . Эта анизотропия возникает из-за движения местного скопления галактик (вместе с Галактикой и Солнечной системой).

Различные процессы, происходившие во Вселенной фактически от эпохи инфляции до наших дней, нашли отражения в неоднородностях тем-

пературы и поляризации космического микроволнового фона. Среди наиболее важных и эффективно применяемых в современных численных моделях РИ для разных этапов существования Вселенной можно выделить следующие процессы:

- в дорекомбинационную эпоху:
  - возникновение флуктуаций с некоторыми начальной амплитудой и скоростью роста неоднородностей распределения вещества, содержащего барионную и темную материю (в рамках построения скалярной моды возмущений);
  - распределение флуктуаций в пространстве;
  - генерирование неоднородностей при существовании тензорной моды возмущений, обусловленной первичными гравитационными волнами, и наблюдаемой в В-моды поляризации СМВ (в рамках теории инфляции);
  - синтез первичного гелия;
- в пострекомбинационную эпоху:
  - реионизацию водорода от ультрафиолетового света первых звезд, изменение прозрачности среды, взаимодействие ионизированного водорода с фотонами СМВ, и генерирование Е-моды поляризации СМВ;
  - действие эффекта Сакса-Вольфа [28], который приводит к изменению частоты фотонов в меняющемся гравитационном потенциале формирующихся скоплений галактик и растущих войдов;
  - действие теплового эффекта Зельдовича–Сюняева [29], перераспределяющее фотоны СМВ по энергиям из миллиметрового в субмиллиметровый диапазон, благодаря обратному эффекту Комптона при рассеянии фотонов на горячих электронах скоплений;
  - действие кинематического эффекта Сюняева–Зельдовича [31], вызванное движением скопления галактик сквозь СМВ.

Таким образом, различные физические условия, существовавшие в разные эпохи эволюции Вселенной, привели к искажениям реликтового фона, которые мы сейчас наблюдаем на различных угловых масштабах. Угловые масштабы на небесной сфере задаются числом – номером мультиполя  $\ell$ , обратно пропорциональным угловому размеру  $\omega$ . Если мы представим влияние различных физических процессов, приводящих к возникновению флуктуаций фона, в виде функции, то ее можно определить как зависимость энергии, приходящей с неба, от заданного углового масштаба. Такую зависимость называют угловым спектром мощности и обозначают  $C_\ell$ . Наряду с угловым спектром мощности анизотропии РИ также измеряют спектры мощности линейной поляризации и кросс-корреляционные спектры, которые являются независимыми тестами при определении космологических параметров. На

рис. 2 показаны карта РИ “Planck” и угловые спектры мощности  $C_\ell^{TT}$ ,  $C_\ell^{TE}$  и  $C_\ell^{EE}$ .

С учетом условий формирования искажений фона, можно сказать, что  $C_\ell$  является функцией космологических параметров:  $C_\ell = C_\ell(\Omega_b, \Omega_{\text{CDM}}, \Omega_\Lambda, H_0, \dots)$ ,  $\Omega_b$  – плотность видимой (барионной) материи по отношению к критической плотности,  $\Omega_{\text{CDM}}$  – относительная плотность холодной темной материи,  $\Omega_\Lambda$  – относительная плотность темной энергии,  $H_0$  – постоянная расширения Хаббла. Еще имеется ряд других параметров.

### 2.1. Современные эксперименты по измерению уровня неоднородностей СМВ

Свыше сотни экспериментов по поиску и исследованию флуктуаций РИ на различных угловых масштабах были проведены за всю историю астрономических исследований [12]. Наиболее существенные выполнены в этом веке. Здесь следует отметить следующие эксперименты: DASI [33], CBI [34], BOOMERanG [35], а также проводившиеся в CAO РАН исследования микроволнового фона в сантиметровом диапазоне [36, 37].

Остановимся на первых отмеченных наземных экспериментах, которые подтвердили некоторые космологические прогнозы. Интерферометр на градусных угловых масштабах DASI (Degree Angular Scale Interferometer) представляет собой 13-элементный интерферометр, созданный для анизотропии температуры и поляризации СМВ в большом диапазоне угловых масштабов с высокой чувствительностью и установленный Чикагским университетом на станции Амудсена–Скотта на Южном полюсе. В инструменте используются охлаждаемые усилители НЕМТ, работающие в частотном диапазоне 26–36 ГГц. Кроме подтверждения и измерения флуктуаций СМВ на высоких гармониках (мультиполи  $\ell > 500$ ), DASI доказал существование Е-моды поляризации СМВ [33], и измерил поляризационный кросс-спектр.

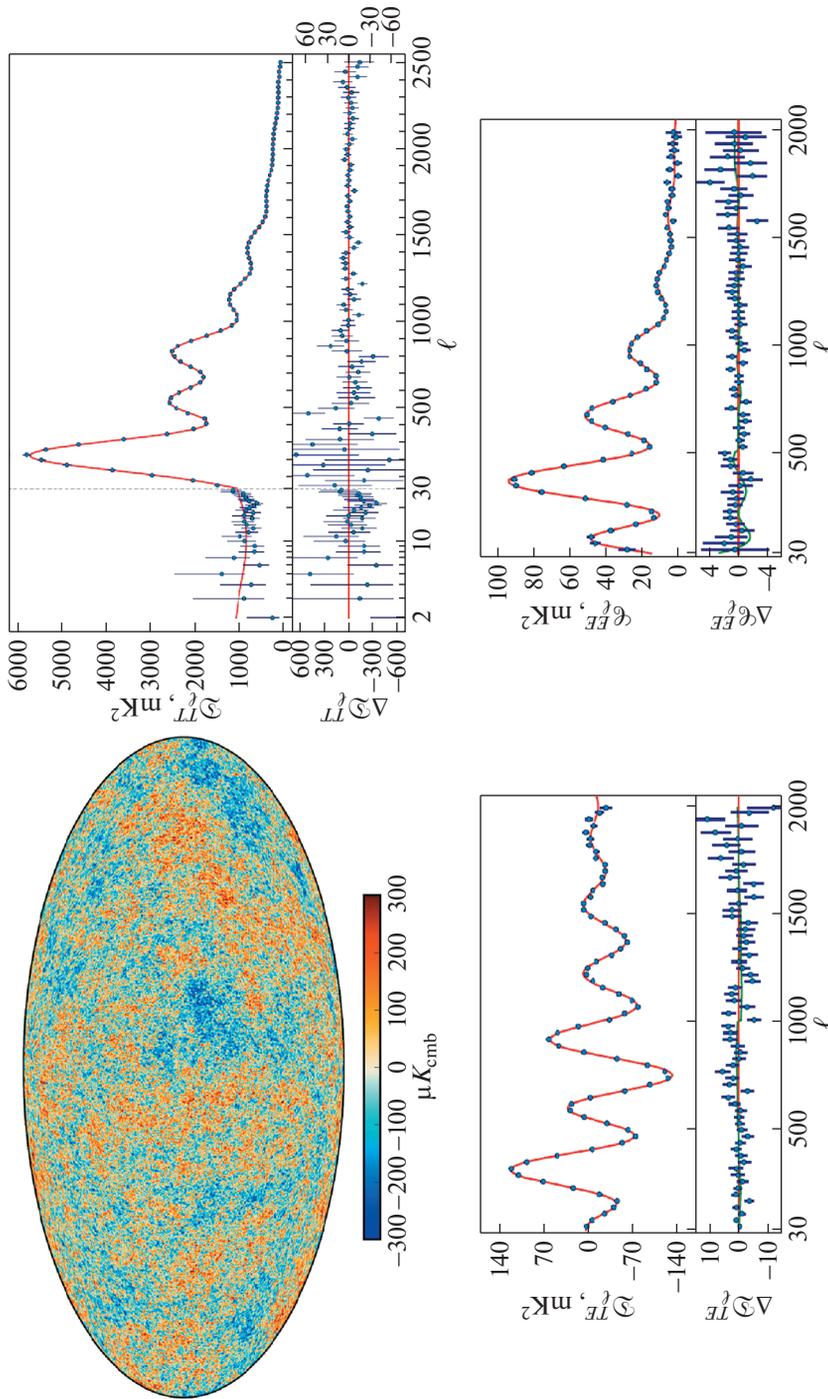
Инструмент для построения изображений космического фона CBI (Cosmic Background Imager) 13-элементный интерферометр (как и DASI) с параболическими антеннами диаметром 0.9 м на 6-метровой платформе был установлен международной коллаборацией университетов на высоте 5080 м в обсерватории Чахнантор (Chajnantor Observatory) возле Сан Педро де Атакама в Чилийских Андах. Интерферометр начал наблюдения в 1999 г. и работал до 2008 г. (с улучшенными характеристиками с 2006 г., в том числе с увеличенным диаметром антенн до 1.4 м). Полоса частот – 26–36 ГГц. CBI измерял три моды поляризации  $I$ ,  $Q$ ,  $U$ . Задача CBI – наблюдения нескольких участков неба в микроволновом диапазоне для построения углового спектра мощности на масштабах от  $5'$  до

$1^\circ$  (диапазон мультиполей  $300 < \ell < 3000$ ). CBI надежно определил второй, третий и четвертый пики спектра мощности [34].

Среди аэростатных экспериментов, таких как BOOMERanG, MAXIMA, Archeops и др., BOOMERanG (Balloon Observations Of Millimetric Extragalactic Radiation ANd Geophysics – аэростатные наблюдения миллиметрового внегалактического излучения и для геофизики), с нашей точки зрения, является наиболее эффективным при учете мешающих фоновых компонентов. Наблюдения BOOMERanG проводились на высоте 37 км над Антарктидой около 12 дней (с декабря 1998 по январь 1999 г.) и в 2003 г. Полет аэростата поддерживался стабильным полярным вихревым ветром вокруг Южного полюса, действие которого и дало название эксперименту. В наблюдениях использовались 1.2-м зеркало и 16-рупоров приемников на фокальной плоскости для регистрации в трех частотных полосах: 145, 245 и 345 ГГц [35]. При полете 2003 г. в BOOMERanG был установлен прототип поляризационного приемника “Planck” HFI на частоте 143 ГГц. К основным результатам эксперимента следует отнести подтверждение существования темной энергии и плоской геометрии Вселенной, построение карты, а также измерение поляризации СМВ (Е-мода) по данным поляризационных наблюдений второго запуска.

Главный прорыв в точности измерения космологических параметров по данным реликтового излучения был совершен при построении полных карт анизотропии температуры и поляризации СМВ в космических миссиях.

Миссия WMAP (рис. 3) была разработана для определения геометрии, состава и эволюционных свойств Вселенной в результате картографирования СМВ с разрешением  $13'$ . Орбита спутника (обращение вокруг точки Лагранжа L2 в системе Солнце–Земля), стратегия наблюдений и дизайн зонда выбраны так, чтобы получить некоррелированный пиксельный шум, минимальные систематические ошибки и точную калибровку. Наблюдения в миссии WMAP проводились с 2001 по 2010 г. в пяти частотных полосах: 23 ( $K$ ), 33 ( $Ka$ ), 41 ( $Q$ ), 61 ( $V$ ), и 94 ГГц ( $W$ ), причем в полосах  $K$  и  $Ka$  использовались два радиометра, в  $Q$  и  $V$  – четыре, в  $W$  – восемь. Массивы данных по итогам 1, 3, 5, 7 и 9 лет работы миссии представлены и открыты астрономическому сообществу для использования [1–4]. По результатам анализа данных подготовлена карта анизотропии с разрешением  $\ell \leq 100$  (рис. 1), построен угловой спектр мощности СМВ с  $1 \leq \ell \leq 600$  для анизотропии температуры и поляризации. Независимо определены все основные космологические параметры с высокой точностью, недостижимой прежде в других экспериментах [38]. Кроме того, подготовлены карты распределения анизотропии и поля-



**Рис. 2.** Верхняя панель: слева — наиболее вероятная карта анизотропии температуры СМВ с разрешением 5', полученная в результате совместного анализа наблюдений “Planck”, WMAP и данных на частоте 408 МГц. Центральная узкая полоска в Галактической плоскости пошлала 1.6% от полного неба заполнена построенной реализацией модельной части СМВ с такими же статистическими свойствами, как и остальное небо; справа — в верхней части фрагмента приведен угловой спектр мощности  $C_\ell^{TT}$  по данным релиза 2015 г. миссии “Planck”. На спектр наложена теоретическая кривая в космологической модели  $\Lambda$ CDM, соответствующая наилучшим образом данным анизотропии “Planck”. TT и низкий мультимодям поляризации. Невязки между спектром и теоретической кривой показаны в нижней части фрагмента. Уровни ошибок отмечены  $\pm 1\sigma$ -барями. Нижняя панель: слева и справа приведены спектры мод поляризации TE и EE соответственно, построенные по данным “Planck”. Сплошная кривая отражает теоретическое поведение спектров в  $\Lambda$ CDM, полученной по анизотропии температуры. В нижней части фрагментов приведены невязки между измерениями и теоретическими расчетами. Бары ошибок показывают  $\pm 1\sigma$  отклонения в модели, возникающие из-за различия в независимой подгонке спектров TT и отдельно TE с EE. Взято из работы [32].

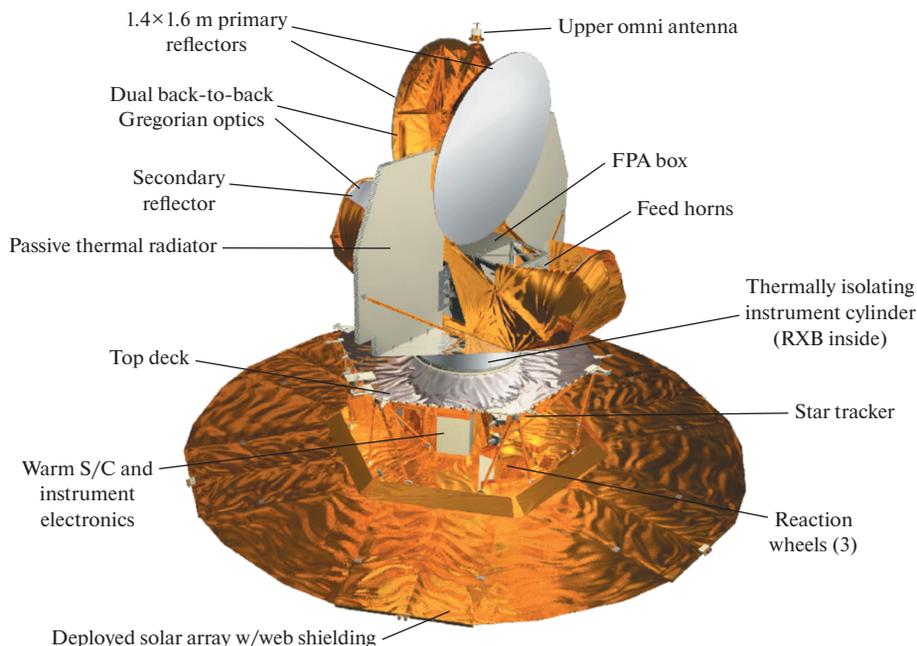


Рис. 3. Космический зонд WMAP. Рисунок воспроизведен из Википедии (<https://wikipedia.org/wiki/WMAP>).

ризации СВВ, фоновых компонентов (синхронного и свободно-свободного излучений, излучения пыли), а также рассчитаны их спектры мощности.

Следующая космическая миссия по исследованию РИ выполнена с помощью обсерватории “Planck” Европейского космического агентства. Спутник “Planck” был построен в космическом центре в Каннах-Манделье (Cannes Mandelieu Space center) (рис. 4).

Спутник был оснащен внеосевым телескопом системы Грегори, содержащим два параболических зеркала. Главное зеркало имеет размеры  $1.9 \times 1.5$  м, а вторичное —  $1.1 \times 1.0$  м. На спутнике был установлен набор из 74 приемных устройств, регистрирующих сигнал в частотном диапазоне между 25 и 1000 ГГц (миллиметровые и субмиллиметровые волны). С помощью этих приемников проводилось одновременное сканирование неба с угловым разрешением от  $30'$  на низких частотах и до  $5'$  на высоких частотах.

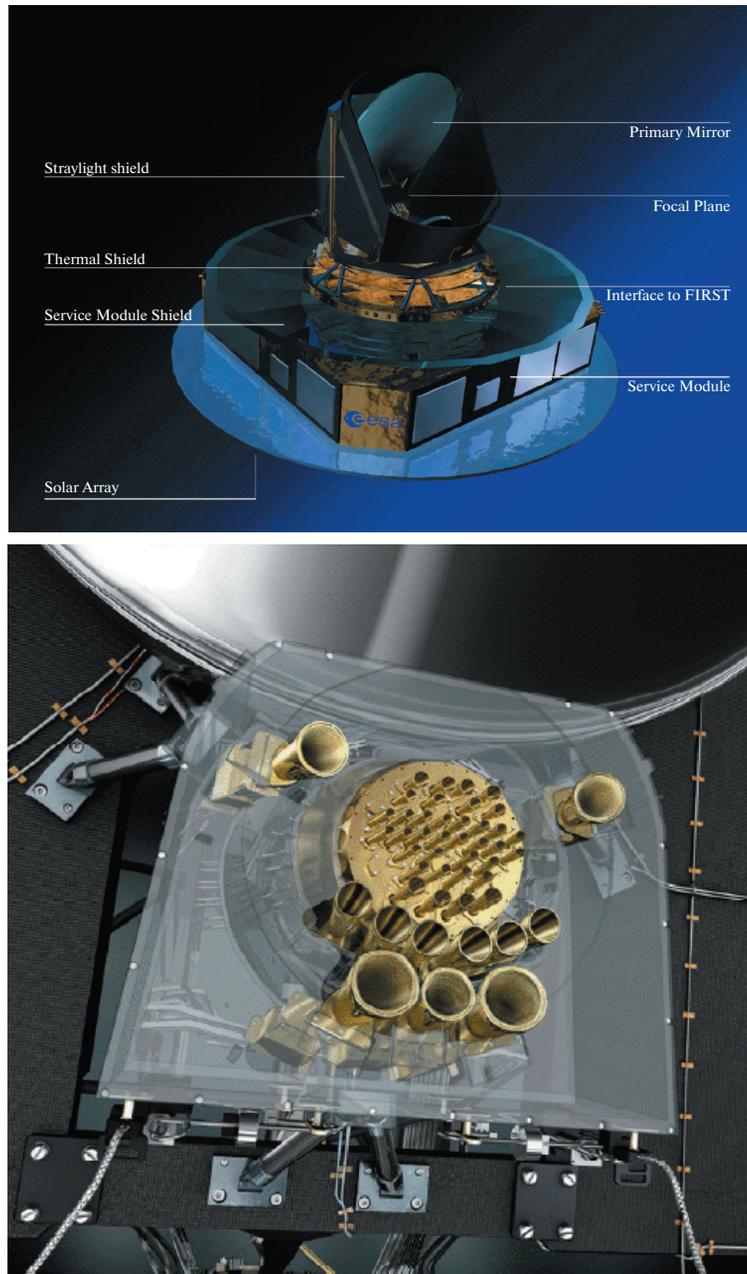
Приемники разделялись на две группы, которые называются соответственно низкочастотным инструментом (Low Frequency Instrument — LFI), включающим радиометры в полосах частот, центрированных на 30, 44 и 70 ГГц, и высокочастотным инструментом (High Frequency Instrument — HFI), содержащим болометры, принимающие радиоизлучение в полосах с центральными частотами 100, 143, 217, 353, 545 и 857 ГГц. В LFI использованы транзисторы с высокой электронной мобильностью (HEMT), а HFI содержит 48 болометрических детекторов, созданных в JPL-Калтехе, для регистрации фотонов. Приемные устрой-

ства охлаждались до 17 К специальной криогенной системой. Реализованные параметры LFI приемников приведены в табл. 1, а HFI приемников — в табл. 2 по данным 2015 г. [5].

Основные преимущества обсерватории “Planck” перед космической миссией WMAP были реализованы по нескольким параметрам:

- в три раза более высокое разрешение, что позволило измерить мощность сигнала на меньших угловых масштабах (до  $5'$ );
- в 10 раз более высокая чувствительность по  $T_b$ ;
- девять частотных полос, которые позволяют на усовершенствованной модели мешающих фоновых компонентов нашей Галактики лучше выделить сигнал реликтового фона.

Стоит отдельно отметить эксперимент на телескопе VICEP2/Keck. VICEP2 (Background Imaging of Cosmic Extragalactic Polarization) — специализированный эксперимент с низким угловым разрешением (апертура телескопа — 26 см, разрешение  $0.52^\circ$ ), который проводился на Южном полюсе с 2010 по 2012 г. на частоте 150 ГГц с чувствительностью, сравнимой с “Planck”, на высокой галактической широте. В фокальной плоскости применялся болометр TES (transition edge sensor — датчик на краю перехода), содержащий 512 датчиков. По данным наблюдений коллаборация VICEP2 опубликовала результаты исследования [39, 40], в которых сделана оценка уровня В-моды поляризации со значительным превышением величины  $r = 0$  в  $\Lambda$ CDM-модели с учетом линзирования в диапазоне мультиполей  $30 < \ell < 150$ . Несмотря на то, что эффект линзирования, вызванный ис-



**Рис. 4.** Вверху — зонд “Planck”. Внизу — положение рупоров радиометров (на 30, 44, 70 ГГц) и болометров (100, 144, 217, 343, 545 и 847 ГГц) в фокальной плоскости спутника. Рисунок воспроизведен с сайта миссии “Planck” (<http://www.rssd.esa.int/“Planck”/>).

кривлением пространства скоплениями галактик и также вносящий искажения в В-моду поляризации, существенен на более мелких масштабах, его вклад учитывался при разделении компонентов. Вклад пыли был оценен по результатам предыдущего эксперимента ВИСЕР1 и карт WMAP и признан малосущественным на высоких галактических широтах. В результате анализа данных был открыт избыток поляризованного излучения в В-моду на градусных и субградусных масштабах.

Это, в принципе, могло говорить о существовании нового эффекта, наблюдаемого в В-моду на 150 ГГц. Авторы предположили, что сигнал имеет космологическое происхождение, а именно, в результате влияния искомым первичных гравитационных волн. Обнаруженный сигнал предполагает больший вклад в анизотропию СМВ, чем следовало из данных WMAP и опубликованных данных “Planck” по анизотропии температуры реликтового фона. Открытие означало усложнение теоретических моделей. С другой стороны,

**Таблица 1.** Реализованные при картографировании параметры LFI приемников “Planck”

Характеристика	частотная полоса, ГГц		
	30	44	70
Центральная частота, ГГц	28.4	44.10	70.4
Эффективный размер луча ДН, '	32.29	27.00	13.21
Эффективная эллиптичность ДН	1.32	1.04	1.22
Температурный шум (после сглаживания), мкК <sub>СМВ</sub>	2.5	2.7	3.5
Поляризационный шум (после сглаживания), мкК <sub>СМВ</sub>	3.5	4.0	5.0
Общая ошибка калибровки, %	0.35	0.26	0.20
Систематическая ошибка п-ра Стокса $I$ , мкК <sub>СМВ</sub>	0.19	0.39	0.40
Систематическая ошибка п-ра Стокса $Q$ , мкК <sub>СМВ</sub>	0.20	0.23	0.45
Систематическая ошибка п-ра Стокса $U$ , мкК <sub>СМВ</sub>	0.40	0.45	0.44

**Таблица 2.** Реализованные при картографировании неба параметры HFI приемников “Planck”

Характеристика	частотная полоса, ГГц					
	100	143	217	353	545	857
Число болометров	8	11	12	12	3	4
Эффективный размер луча, '	9.68	7.30	5.02	4.94	4.83	4.64
Эффективная эллиптичность ДН	1.186	1.04	1.169	1.166	1.137	1.336
Шум на телесный угол ДН, мкК <sub>СМВ</sub>	7.5	4.3	8.7	29.7		
Шум на телесный угол ДН, кЯн · ср <sup>-1</sup>					9.1	8.8
Температурный шум, мкК <sub>СМВ</sub> · град	1.29	0.55	0.78	2.56		
Температурный шум, кЯн ср <sup>-1</sup> · град					0.78	0.72
Поляризационный шум, мкК <sub>СМВ</sub> · град	1.96	1.17	1.75	7.31		
Точность калибровки, %	0.09	0.07	0.16	0.078	1.1 ± 5%	1.4 ± 5%

можно было предположить, что в обнаруженном сигнале имеется и другой компонент излучения, не учитываемый в эксперименте на одной наблюдательной частоте, как это было с ВИСЕР2. В апреле 2014 г. появилась работа сотрудников института Нильса Бора Лиу и др. [41], где обсуждалось возможное влияние намагниченной пыли на сигнал в В-моду поляризации на высоких галактических широтах. Излучение этой холодной пыли, представляющей собой облака из микроскопических вытянутых пылинок с вкраплением металлов, дает дополнительный вклад в поляризованный фон.

Такие облака находятся в остатках сверхновых со сравнительно сильными магнитными полями, что приводит к генерации поляризованного излучения. Угловые масштабы на небе, в которых может быть зарегистрировано подобное излучение, очень велики: например, Северный полярный шпур, образованный остатками сверхновых, наблюдается как аномальная полоса на карте синхротронного излучения, протянувшаяся от северного галактического полюса до средних широт южного галактического полушария. Интегральное излучение

на таких масштабах как раз дает вклад на градусных и больших масштабах. Как было отмечено в работе [41], наблюдения на Южном полюсе в Антарктиде в эксперименте ВИСЕР2 как раз могут зацепить области неба, где находится такая заряженная пыль. Позднее появились работы [42, 43], где также прорабатывалась идея о том, что избыток излучения в В-моду на градусных масштабах связан с заряженной пылью.

Работа коллектива “Planck” [44] по обсуждаемой теме появилась во второй половине сентября 2014 г. В отличие от ВИСЕР2, “Planck” измерял линейную поляризацию на четырех болометрических комплексах на частотах 100, 143, 217 и 353 ГГц. Это позволило учесть вклад различных компонентов излучения с разными спектральными индексами и уровень их яркости на разных угловых масштабах. В работе коллектива “Planck” был оценен вклад с различных участков неба с разным способом экранирования мешающих зон нашей Галактики. Были построены модели излучения (спектры мощности), уточняющие вклад компонентов галактического излучения на различных угловых масштабах. Отдельный раздел

работы посвящен излучению в В-моду поляризации в области наблюдений обсерватории ВИСЕР2. В частности, была проведена экстраполяция спектров мощности в В-моду поляризации, построенных по данным “Planck” на 353 ГГц на круговых участках карт СМВ площадью 400 кв. градусов на высоких галактических широтах, на частоту 150 ГГц (как у ВИСЕР2). Наибольшая частота была выбрана, так как изучать поляризацию пыли проще на более высокой частоте, где пылевой компонент ярче и исследуемый эффект сильнее. Имея набор перекрывающихся спектр частот, можно без особых проблем проводить интерполяцию на промежуточные частоты. Подробное исследование всех вкладов излучения на разных галактических широтах, а также на различных угловых масштабах позволило сделать, в частности, следующие выводы:

- экстраполяция спектров мощности показывает, что в областях на высоких галактических широтах существует значительное “загрязнение” пылью на угловых масштабах, наиболее интересных для исследования первичных гравитационных волн;

- поляризованное излучение пыли имеет спектр мощности со значительной дисперсией амплитуды; и, используя лишь данные “Planck”, невозможно выбрать на поляризационных картах области, абсолютно чистые от вклада пыли;

- при изучении площадки ВИСЕР2 на градусных и субградусных масштабах (гармоники  $40 < \ell < 120$ ) экстраполяция спектра на частоту 150 ГГц дает величину  $1.32 \times 10^{-2}$  мкК $^2_{\text{СМВ}}$  со статистической погрешностью  $\pm 0.29 \times 10^{-2}$  мкК $^2_{\text{СМВ}}$ ; эта величина сравнима с измерениями ВИСЕР2 в заданном диапазоне угловых масштабов;

- зависимость от частоты спектров мощности в В-моду поляризации соответствует ожидаемой в случае поляризованного излучения пыли;

- обнаружены области на небе, где вклад поляризованной пыли меньше в два раза по сравнению с зарегистрированным вкладом на площадке ВИСЕР2.

Вслед за работой [44] вышла статья с результатами совместного анализа данных “Planck” и ВИСЕР2 [45], где была установлена верхняя граница, обсуждаемая нами ранее:  $r < 0.12$  с уровнем доверия 95%.

Проект антарктических исследований развивался в 2015–2018 гг.: ВИСЕР3 – это основанный на той же платформе одиночный отражательный телескоп с большей, чем у ВИСЕР2 и решеткой Кека апертурой (550 мм против 264 мм). Число детекторов выросло до 2560 для полосы 95 ГГц. А решетка Кека стала работать на четырех приемниках на частоте 220 ГГц, чтобы улучшить чувствительность к излучению пыли.

## 2.2. Определение космологических параметров

Стандартный программный конвейер (pipeline) анализа данных РИ может быть условно разделен на несколько этапов:

- 1) регистрация данных в виде временных рядов (Time Ordered Data – TOD) как зависимости измеряемой температуры от времени наблюдения или небесных координат:  $T(t) = T(l, b)$ , где  $(l, b)$  – галактическая долгота и широта;

- 2) первичная обработка полученных данных (в частности, удаление диполя и помех);

- 3) построение карты, включающее восстановление сигнала на сфере из TOD и осреднение данных в пикселах (процедура пикселизации) [46–48];

- 4) разделение компонентов микроволнового фона: выделение реликтового излучения, компонентов галактического фона, а также внегалактических источников;

- 5) разложение карты на сферические гармоники (мультиполи) и восстановление карты из сферических гармоник;

- 6) анализ статистики сигнала на карте;

- 7) анализ спектра мощности и определение космологических параметров.

Как правило, каждый этап включает в себя и тысячи моделирований эксперимента для выполняемых процедур.

Спектр мощности реликтового излучения определяется взвешенной суммой квадратов амплитуд гармоник:

$$C_\ell = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} |a_{\ell m}|^2. \quad (1)$$

Отметим, что в выражении (1) предполагается гауссово распределение  $2\ell + 1$  коэффициентов  $a_{\ell m}$ , квадраты амплитуд которых усредняются с одинаковыми весами. В этом случае для двухточечного коррелятора справедливо (усреднение идет по ансамблю Вселенных)

$$\langle a_{\ell m} a_{\ell' m'}^* \rangle = C_\ell \delta_{\ell\ell'} \delta_{mm'}. \quad (2)$$

Необходимо также сказать, что мы наблюдаем  $C_\ell$  на *нашем* небе. Если поместить наблюдателя в другую точку нашей Вселенной,  $C_\ell$  будет слегка отличаться. Настоящий спектр  $C_\ell$  можно оценить, осреднив данные всех наблюдателей, что в гауссовой Вселенной аналогично осреднению по ансамблю допустимых Вселенных (см. уравнение (2)). Если бы в наших наблюдательных данных по СМВ на полном небе отсутствовал шум, уравнение (2) давало бы точные  $a_{\ell m}$ , из которых, согласно (1), можно было бы получить несмещенную оценку истинного спектра  $C_\ell$ , соответствующую осреднению по ансамблю. Однако у нас нет идеальных данных. И даже если бы они были, то для

низких мультиполей  $\ell$  мы можем измерить только  $2\ell + 1$  мод, что приводит к внутренним невязкам (разбросу значений) при определении спектра, называемым космической (лучше сказать, космологической) вариацией или космологической неопределенностью (cosmic variance):

$$\frac{\sigma_\ell}{C_\ell} = \sqrt{\frac{2}{2\ell + 1}}. \quad (3)$$

При определении космологических параметров по данным “Planck” в настоящее время используются три корреляционных спектра: угловой спектр мощности анизотропии (т.е. вариаций) температуры реликтового излучения, угловой спектр мощности поляризации РИ в электрической моде (Е-моде), корреляционный спектр между анизотропией температуры и Е-модой поляризации. Каждый спектр содержит по 2500 независимо измеренных точек. За спектрами стоят порядка 4 млрд. пикселей, полученных по данным десятков тысяч измерений в каждом пикселе на девяти частотах: 30, 44, 70, 100, 143, 217, 353, 545, 847 ГГц, и в двух модах поляризации для первых семи частот. Данные полностью покрывают небесную сферу и однородны. Таким образом, удастся легко и точно провести разделение фоновых компонентов нашей Галактики и данных реликтового микроволнового фона и построить соответствующие угловые спектры мощности. Особая “волнистая” форма спектра мощности, определяемая сахаровскими осцилляциями [27] в первичной плазме, позволяет с предельно высокой степенью точности найти и измерить амплитуды в точках максимума и минимума спектра. Это в свою очередь позволяет получить высокую точность измерения космологических параметров. Следует также отметить, что разделение компонентов проводится различными методами, и в результате получаются очень похожие карты РИ и, соответственно, практически совпадающий спектр  $C_\ell$ , рассчитываемый при различных подходах.

Для расчетов в вероятностном параметрическом пространстве параметров, где для различных экспериментов проверяется космологическая модель, описываемая известными зависимостями (например, угловым спектром мощности СМВ, корреляционной функцией скоплений, зависимостью “абсолютная зв. величина – красное смещение” для СН Ia и/или другими параметрическими построениями), в настоящее время применяется стандартная процедура оценки параметров COSMOMC<sup>3</sup> (COSMOlogical Monte Carlo) [49]. Процедура использует метод Монте-Карло для марковских цепей. Для генерирования выборок случайных вариаций параметров при апостериорном распределении с помощью марковской

цепи применяется алгоритм Метрополиса–Хастингса (Metropolis–Hastings), который позволяет выбирать положение в параметрическом пространстве на основе предыдущего положения (см. детальное описание в [49]). Программа использует входные оценки центральных величин и апостериорные значения отклонений различных параметров. Предлагаемая процедурой плотность разброса может учитывать информацию о корреляциях параметров из рассчитываемой ковариационной матрицы, если она значительно улучшит работу. Кроме того, для малого числа проверяемых космологических параметров можно строить сетку моделей и быстро интерполировать значения для промежуточных шагов. Однако при росте числа оцениваемых параметров стоимость вычислений на сетке растет экспоненциально.

Физическая параметризация процессов, включающая космологические параметры, которые влияют на формирование возмущений плотности и отражаются в флуктуации СМВ, предложена в [50], и в современном виде описана в работе коллаборации “Planck” [51] (см. также [52]). Для определения параметров использовались несколько программных пакетов, ссылки на которые можно найти в тех же работах. Из основных моментов в процедуре подгонки [51] отметим следующие:

- генерирование анизотропии СМВ в виде малых флуктуаций в метрике Фридмана–Леметра–Робертсона–Уолкера и их эволюцию в рамках ОТО;
- рассмотрение CDM как материи, не имеющей давления, стабильной и электромагнитно не взаимодействующей;
- основной компонентный состав барионов: Н и He; процесс стандартного нуклеосинтеза в эпоху Большого взрыва (BBN – Big Bang Nucleosynthesis) может быть точно промоделирован, и в результате могут быть получены предсказанные значения  $Y_p$ , отношение числа фотонов к барионам и скорость расширения, которая зависит от числа релятивистских степеней свободы;
- термодинамическое равновесие в первичной плазме до отделения нейтрино после аннигиляции электронов и позитронов. При расчетах предполагается термодинамическое равновесие до закалки нейтрино [51], которая почти, но не полностью, завершается ко времени электронно-позитронной аннигиляции. Это приводит к легкому нагреву нейтрино в добавление к тому, что ожидается для фотонов, и, следовательно, к небольшому нарушению предсказания о термодинамическом равновесии  $T_\gamma = (11/4)^{1/3} T_\nu$  между температурой фотонов  $T_\gamma$  и температурой нейтрино  $T_\nu$ . При учете дополнительной плотности энергии нейтрино

<sup>3</sup> <http://cosmologist.info/cosmomc/>

предполагается, что они имеют тепловое распределение с эффективной плотностью энергии

$$\rho_v = N_{\text{eff}} \frac{7}{8} \left( \frac{4}{11} \right)^{4/3} \rho_\gamma, \quad (4)$$

где эффективное число типов нейтрино  $N_{\text{eff}} = 3.046$  в базовой модели. Плотность энергии одинаково делится между тремя типами нейтрино, которые являются релятивистскими;

- учет продолжительности процесса ионизации H и He;
- генерирование адиабатических скалярных возмущений начиная с самых ранних времен со спектром мощности

$$\mathfrak{S}_s(k) = A_s \left( \frac{k}{k_0} \right)^{n_s - 1 + 0.5(dn_s/d \ln k) \ln(k/k_0)}, \quad (5)$$

где  $A_s$  – амплитуда первичных возмущений,  $k_0$  – волновое число, характеризующее масштабную привязку ( $k_0 = 0.05$  Мпк<sup>-1</sup>), приблизительно равную середине логарифмического диапазона масштабов, на которых проводил измерения “Planck”,  $n_s$  – спектральный индекс (индекс наклона спектра первичных возмущений плотности),  $dn_s/d \ln k$  – убегание спектрального индекса (running of spectral index), показывающий темп изменения наклона спектра;

- генерирование гравитационных волн (тензорная мода) со значимой амплитудой:

$$\mathfrak{S}_t(k) = A_t \left( \frac{k}{k_0} \right)^{n_t}, \quad (6)$$

при этом вводится соответствующий параметр  $r_{0.05} \equiv A_t/A_s$  – отношение первичных мод, тензорной к скалярной, при  $k = k_0$ , и рассматривается также построение для  $r_{0.002}$  при  $k = 0.002$  Мпк<sup>-1</sup>, близком к масштабам, которые чувствительны к тензорной моде в угловом спектре мощности температуры на низких гармониках;

- добавление динамической темной энергии.

Накопление данных по РИ, подключение данных по ВВН, барионным осцилляциям и сверхновым, позволило зафиксировать космологические параметры стандартной модели  $\Lambda$ CDM. Приведем минимальный набор космологических параметров действующей согласованной модели на 2018 г. [6]. Он включает:

1) угловой размер акустического горизонта эпохи последнего рассеяния, измеряемый по положению пиков в угловом спектре мощности  $\theta_* = 0.5965 \pm 0.0002$  рад;

2) амплитуда первичных возмущений  $\ln(10^{10} A_s) = 3.047 \pm 0.014$ ;

3) скалярный спектральный индекс (показывающий относительную скорость роста первичных возмущений плотности на разных масштабах, из которых потом образовались галактики и скопления галактик)  $n_s = 0.9665 \pm 0.0038$ ;

4) плотность барионной материи  $\Omega_b h^2 = 0.02242 \pm 0.00014$ , где  $h$  – постоянная Хаббла  $H_0/100$  (откуда  $\Omega_b \approx 0.049$ );

5) плотность темной материи  $\Omega_{\text{CDM}} h^2 = 0.11933 \pm 0.00091$  ( $\Omega_{\text{CDM}} \approx 0.259$ ), а сумма плотностей видимой и темной материи –  $\Omega_m = 0.3111 \pm 0.0056$ ;

6) оптическая толщина на эпоху реионизации  $\tau = 0.0561 \pm 0.0071$ , чему соответствует красное смещение  $z_{re} = 7.82 \pm 0.71$  (возраст Вселенной ~650 млн. лет), на котором произошла вторичная ионизация Вселенной первыми звездами и квазарами.

Измеренные параметры позволяют зафиксировать космологическую модель и определить остальные производные и дополнительные параметры как с использованием только данных “Planck”, так и с применением данных других экспериментов в согласованных оценках. Среди остальных параметров отметим плотность темной энергии  $\Omega_\Lambda = 0.6889 \pm 0.0056$ , величина которой связана и с размером  $\theta_*$ , и с прохождением фотонов РИ сквозь формирующиеся скопления галактик за космологическое время (эффект Сакса–Вольфа). Другим важным параметром является параметр расширения Хаббла в настоящую эпоху – постоянная Хаббла  $H_0 = 67.66 \pm 0.42$  км/с/Мпк. Отметим, что угловой спектр мощности РИ очень чувствителен к вариациям этого параметра (рис. 5).

С параметром Хаббла связан и возраст Вселенной  $t_0 = 13.787 \pm 0.020$  млрд. лет. Знание оптической толщины, которая определяет свойства среды и связана с плотностью материи, а также применение данных о гравитационном линзировании фиксируют неравномерность распределения вещества. Эта величина описывается параметром  $\sigma_8 = 0.8102 \pm 0.0060$ , характеризующим сгущивание материи в кубе со стороной 8 Мпк. Еще один параметр плотности,  $\Omega_K = 1 - \Omega_0$ , описывающий кривизну Вселенной, связан с суммарной плотностью всех компонентов энергии  $\Omega_0$ , объединяющей  $\Omega_\Lambda$ ,  $\Omega_{\text{CDM}}$ ,  $\Omega_b$ , плотности излучения и нейтрино, и с размером характерных пятен РИ на момент рекомбинации  $\theta_*$ . Используя только данные РИ, куда входят и измерения “Planck” и учитываются линзирование и данные оптических обзоров, имеем оценку кривизны:  $\Omega_K = 0.0007 \pm 0.0019$ . Малое значение  $\Omega_K$  является признаком того, что наша Вселенная с высокой точностью плоская (т.е. сумма углов любого треугольника, построенного на больших масштабах порядка десятков

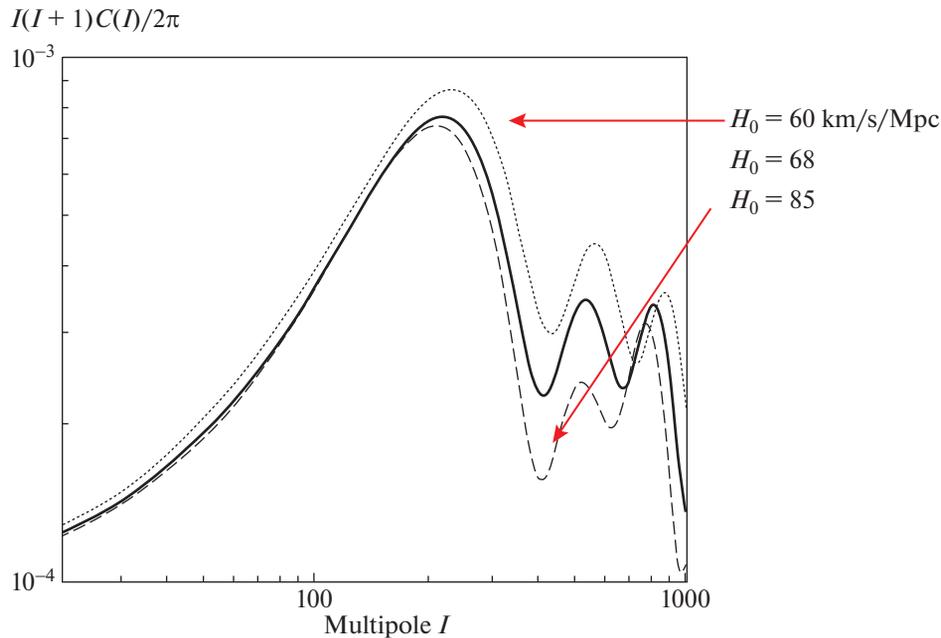


Рис. 5. Изменение формы углового спектра мощности реликтового излучения при изменении величины постоянной Хаббла  $H_0$ .

миллионов световых лет, равна  $180^\circ$ ). Кроме того, необходимо отметить, что  $\Lambda$ CDM — это все-таки семейство моделей, допускающее различные вариации основных параметров и включающее также различные расширения.

В той же работе “Planck” [6] обосновывается новый стандарт, объединяющий практически все космологические тесты в один, — стандартный угловой спектр мощности анизотропии РИ. Спектр сейчас содержит 2500 независимых измерений энергетических величин — квадратов амплитуд гармоник на различных угловых масштабах. Их значения строго привязаны к физическим процессам, протекавшим в разные эпохи Вселенной, и с помощью этой кривой спектра можно измерять различные космологические параметры.

### 3. ДРУГИЕ КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ ТЕСТЫ

Реликтовое излучение является ключевым космологическим тестом и для фиксации горячего начала Вселенной, как было во время его открытия, так и тестом на соответствие описания эволюционирующей Вселенной  $\Lambda$ CDM, как происходит сейчас. Отметим связанные с реликтовым излучением следующие тесты:

- существование СМВ, что было подтверждено приблизительно в сотне наблюдательных экспериментов, проводящихся с 1964 г. [12];
- чернотельность реликтового излучения, что показано в измерениях обсерватории COBE на инструменте Far InfraRed Absolute Spectrophotometer (FIRAS) [53];

- существование флуктуаций температуры СМВ, обнаруженных в миссии COBE на инструменте Differential Microwave Radiometer (DMR) [13];
- измерение спектра мощности неоднородности реликтового излучения и положения максимумов и минимумов на этом спектре;
- проверка возрастания температуры РИ с красным смещением (т.е. пропорционально  $(1+z)$ );
- наличие Е-моды поляризации СМВ.

Кроме того, следует отметить, что в угловом спектре мощности разные интервалы мультиполей могут быть использованы как независимые данные для проверки модели. Статистические особенности карты РИ помогают определять топологические особенности Вселенной. А кросс-корреляционные спектры температуры и поляризации также участвуют в независимых измерениях космологических параметров. Следует также сказать, что при анализе данных “Planck” был применен новый космологический тест, связанный с гравитационным линзированием космического микроволнового фона и позволивший независимо измерить параметры плотности [54]. Важно также отметить, что поведение измеренного углового спектра мощности анизотропии РИ и, в частности, положения максимумов и минимумов на этом спектре удастся объяснить только в рамках космологической модели  $\Lambda$ CDM [6].

Реликтовое излучение хотя и основной, но все же не единственный космологический тест при определении эволюционных свойств Вселенной. Среди основных тестов отметим следующие:

- стандартные свечи, когда на космологических расстояниях используются сверхновые типа СН Ia [14, 15];
- стандартные линейки, когда используются размер радиоисточников [55, 56] и характерный масштаб барионных осцилляций в крупномасштабной структуре [16];
- стандартные часы, когда по возрасту самых старых галактик, определяемому по звездному населению, восстанавливается динамика Вселенной [57, 58];
- подсчеты объектов, применяемые для изучения как плотности Вселенной, так и их эволюционных свойств [59];
- абсорбционные линии в спектрах квазаров, помогающие исследовать распределение и эволюцию вещества крупномасштабной структуры Вселенной в различные космологические эпохи (см., напр., [60]);
- сгущение материи, определяемое по корреляционным функциям и используемое при измерении параметров барионных осцилляций и при сравнении с симуляциями (численными моделями) эволюции крупномасштабной структуры;
- гравитационное линзирование, применяемое для оценки скорости расширения Вселенной в разные эпохи и для определения параметров плотности;
- параметры скоплений галактик, измеряемые в разных диапазонах спектра от радио до рентгеновского, а также через гравитационное линзирование, которые можно использовать для изучения эволюционных свойств скоплений галактик и оценок параметров плотности Вселенной.
- наблюдательные данные по распространенности водорода и первичного гелия, по которым независимо определяются физические свойства ранней Вселенной в период первичного нуклеосинтеза (Big Bang Nucleosynthesis) [17].

Важно сказать, что новые космологические тесты появляются постоянно, например, связанные с гравитационными волнами [61].

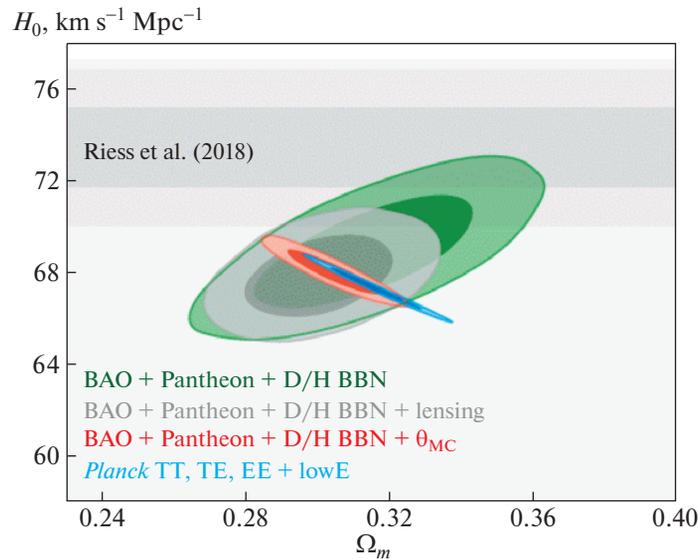
Среди современных стандартных тестов, активно применяемых в работах по согласованному измерению космологических параметров, наряду с данными РИ используются данные по сверхновым СН Ia, барионным осцилляциям первичному и первичному нуклеосинтезу. Эти тесты лежат в основе согласованного определения космологических параметров. Как наиболее тяжеловесные данные по широте обзора, полноте и чувствительности после данных “Planck” используются данные обзора SDSS [21] по программе BOSS [16]. Результаты определения космологических параметров в согласованной модели  $\Lambda$ CDM приведены в предыдущем разделе 2.

#### 4. СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ КОСМОЛОГИИ

Несмотря на фундаментальные космологические измерения обзоров “Planck” и BOSS, модель  $\Lambda$ CDM постоянно подвергается проверкам стандартными и другими тестами. В последнее время современная космологическая модель критиковалась как минимум по трем направлениям в специализированных журналах: определение постоянной Хаббла [62], наличие кривизны пространства [63] и существование темной энергии [64].

Картина с микроволновыми данными “Planck” и барионными осцилляциями в SDSS в целом понятна. Но имеются еще и данные группы Адама Рисса [62], нобелевского лауреата, одного из открывателей факта ускоренного расширения Вселенной. Его результаты определения постоянной Хаббла (проект SH0ES — SN, H0, Equation of State of dark energy) отличаются более чем на 3.5 $\sigma$  от величины  $H_0$  коллаборации “Planck”: по Риссу и др.  $H_0 = 73.52 \pm 1.62$  км/с/Мпк на 2018 г. Команда Рисса использует сверхновые типа СН Ia как стандартные свечи. Взрыв белого карлика в двойной звездной системе при перетекании на него вещества со звезды-компаньона и при запуске термоядерных реакций приводит к вспышке сверхновой стандартной светимости (из-за существования предельной массы белого карлика) и несложной для опознания затухающей кривой блеска СН Ia. Вспышка по яркости сравнима с родительской галактикой и при известном красном смещении позволяет построить диаграмму Хаббла, и с ее помощью определить параметры расширения Вселенной. Это можно сделать, если данных по объектам типа СН Ia достаточно много и они перекрывают большой диапазон красных смещений.

Если различие в данных “Planck” и группы Рисса реально, то придется говорить об изменении физических свойств Вселенной, причем, возможно, с привлечением новой физики. Если это эффект систематики, например, связанный с трудно учитываемым изменением эволюционных свойств объектов в разные эпохи, неполнотой данных, особенностями наблюдений или методикой обработки данных, то нужно выяснить, кто неправ: коллаборация “Planck” или команда Рисса. Особенность данных “Planck”, о которой уже не раз говорилось, — полнота и однородность данных обзора на сфере. Данные Рисса основаны на построении точной лестницы расстояний и измерениях кривых блеска сверхновых СН Ia. Лестница расстояний включает много различных стандартных по светимости объектов и методов измерений расстояний до них. В классическом варианте ее фундамент строится на измерении тригонометрических параллаксов цефеид Млечного Пути, позволяющих определить расстояния до объектов с помощью простых методов реше-



**Рис. 6.** Диаграмма “постоянная Хаббла  $H_0$  – плотность вещества  $\Omega_m$ ”, показывающая различие в определении величины постоянной Хаббла в согласованной модели  $\Lambda$ CDM и в данных группы Рисса [62]. Разными цветами выделены измерения параметров при комбинации данных различных экспериментов, оттенками цветов – доверительные интервалы на уровнях 68 и 95%. Обозначены: BAO – барионные акустические осцилляции, Pantheon – данные по проекту измерения блеска сверхновых SN Ia, D/H BBN – данные по измерению дейтерия при первичном нуклеосинтезе, lensing – данные по измерению линзирования CMB “Planck”,  $\theta_{MC}$  – учет размера акустического горизонта. Серым цветом показаны результаты, полученные группой Рисса. Приведен рисунок из работы [6].

ния треугольника по известной стороне (радиусу орбиты Земли, например) и углом. Угол смещения звезды в проекции на небо за время путешествия наблюдателя по орбите вокруг Солнца позволяет практически прямым способом определить расстояние до нее, а с учетом опубликованных данных спутника Gaia ESA заявленная точность определения параллакс достигла 30–40 угловых микросекунд для звезд на расстояниях 2–4 кпк с учетом их собственных движений. Цефеиды – класс переменных звезд, чей период вариации блеска связан с их светимостью, и таким образом их можно использовать как стандартные свечи, если известен период переменности. Если точно откалибровать расстояние до цефеид и далее от цефеид до SN Ia (для этого в близких галактиках, где произошла вспышка SN Ia, ищутся цефеиды), то удастся построить надежную последовательность расстояний и проводить космологические измерения. Несмотря на то, что приведенный метод считается классическим, в последнее время он подвергается проверкам и коррекции. Среди рассматриваемых проблем метода обсуждаются точность определения координат звезд методом тригонометрических параллакс с использованием данных спутника Gaia [65], ненадежность цефеид [66] и сверхновых SN Ia как стандартных свечей, а также комбинации этих методов и возможное накопление ошибок при их применении.

На рис. 6 показаны уровни значимости функции правдоподобия определения параметров в разных

экспериментах, отображенные в диаграмме “постоянная Хаббла  $H_0$  – плотность вещества  $\Omega_m$ ”.

Говоря о сверхновых типа SN Ia, важно помнить, что список их небольшой – более-менее надежных объектов этого типа около 2000 [14, 15]. Результаты измерений кривых блеска SN Ia при красных смещениях  $z > 1$  мало, при  $z > 2$  их, в общем, и нет (заметим, что при  $z = 2$  возраст Вселенной  $t \sim 3.3$  млрд. лет). Кроме того, все еще нет уверенной информации, насколько стандартным является тип SN Ia. И если для поиска, обнаружения и измерения вклада темной энергии достаточно было порядка десятка сверхновых за  $z > 0.7$  (условная граница  $z \sim 0.7$ , когда возраст Вселенной  $t \sim 7$  млрд. лет, задает область временного интервала, в которой при движении из прошлого в настоящее происходит переход от пылевой эпохи Вселенной к эпохе темной энергии), то для точных измерений нескольких десятков объектов уже недостаточно. Неясно, насколько стандартными являются SN Ia при другом химическом составе, который был в более ранние эпохи. Не очень ясно, как себя ведет кривая блеска SN Ia при взрыве компонента в паре двух белых карликов [67] и сколько таких пар участвует в производстве вспышек. Списки сверхновых SN Ia неоднородны и неполны по пространственным направлениям и по космологическим эпохам, что ограничивает возможность обобщения результатов даже в случае точного измерения кривых блеска. Можно отметить, что обсуждаются сразу

оба случая как верные, т.е. надо принять и измерения  $H_0$  по согласованным данным “Planck”, и оценки по данным группы Рисса. Например, изучается возможное изменение плотности темной материи со временем, например ее распад [68] или переходы в состоянии темной энергии [69]. Очевидно, в любом случае нужны новые наблюдения, но при учете значимости данных, согласованная оценка по данным “Planck” и BOSS выглядит, как имеющая меньшую потенциальную систематическую погрешность.

Другой интересный факт, связанный с СМВ и обсуждаемый, как относящийся к данным “Planck”, касается величины пространственной кривизны Вселенной [63]. Результаты, полученные при применении предложенной авторами методики, показывают, что Вселенная имеет положительную кривизну ( $-0.007 > \Omega_K > -0.095$ ) на уровне достоверности 99%. Это значение получено при освобождении параметра  $\Omega_K$ , который обычно связан с параметрами плотности и определяется только через них. При его независимом определении авторы использовали также эффект аномального линзирования СМВ. В качестве данных “Planck” при этом используется измеренный угловой спектр мощности. В целом подход исследования этого параметра интересен, хотя и не применяется в стандартных методах определения параметров. Здесь можно отметить еще один любопытный факт, указанный прямо в оригинальной работе [64] и демонстрирующий нестабильность работы предложенной методики: результаты определения параметров по разным наборам данных противоречат как точным измерениям обсерватории “Planck”, так и друг другу. Если процедура определения космологических параметров, включающая независимое определение  $\Omega_K$ , по данным “Planck” дает оценку

значения постоянной Хаббла  $H_0 = 54^{+3.3}_{-4.0}$  км/с/Мпк с достоверностью 68%, то для комбинированного набора данных (BAO + SN Ia + BBN) получается  $H_0 = 79.6 \pm 6.8$  км/с/Мпк на уровне достоверности 68%. Эти оценки несовместимы на уровне 3.4 $\sigma$ . Напомним, что согласованная современная оценка, полученная при стандартном определении:  $H_0 = 67.66 \pm 0.42$  км/с/Мпк [6].

Другое направление современных исследований — изучение статистических свойств карты РИ, которые могут быть связаны с ранней Вселенной, а именно проверка гауссовости сигнала РИ, предсказываемого в простейших инфляционных моделях. Если будет обнаружена негауссовость, это может указывать как на нестандартную физику и сложную топологию в ранней Вселенной, так и на проблемы в методиках учета фоновых компонентов излучения и обработки данных (см., напр., обзор [70]). Используя наблюдательные данные и моделирование сигнала СМВ в раз-

ных топологических многосвязных пространственно-временных Вселенных, авторы работы [71–73] закрыли многосвязные модели Вселенной с плоской, гиперболической и сферической геометрией. Кроме того, было показано, что данные “Planck” не позволяют достоверно сказать о корреляциях, которые бы присутствовали в случае нетривиальных топологий, вроде Вселенной в виде додекаэдра или кубического тора.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Несмотря на точное измерение космологических параметров, построение космологической картины Мира еще не завершено. Мы не знаем пока состав темной материи и тип субстанции, отвечающей за темную энергию. Неизвестна причина асимметрии вещества и антивещества. Неизвестны параметры инфлатонного поля, и вообще была ли такая эпоха. Кроме того, существенный для космологии параметр — масса нейтрино. И если первый набор параметров требует множества экспериментов в разных диапазонах энергий, то для последних двух — исследования эпохи инфляции и измерения массы нейтрино — уже готовятся эксперименты следующего поколения по изучению анизотропии температуры и поляризации реликтового излучения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах [74]. Подготовка этих экспериментов по исследованию СМВ объединяет теоретиков и несколько коллективов наблюдателей телескопов микроволнового диапазона. Основные задачи обсуждаемых проектов связаны с очень ранней Вселенной и физикой элементарных частиц и объединяются в рамках программы СМВ Stage 4 (СМВ-S4) [74].

Первая и основная их цель — измерить уровень неоднородностей на картах поляризации в В-моду, существование которых предсказывается в теории инфляции и связано с первичными гравитационными волнами [75–79]. Уровень неоднородностей в В-моду описывается параметром  $r$ , характеризующим отношение вклада в анизотропию в тензорной моде к вкладу в скалярной. Наблюдаемое распределение первичных возмущений в простейших моделях позволяет сделать прогноз этой величины на уровне  $r > 0.001$ , и в ряде моделей даже  $r > 0.003$ . Предполагается, что эксперименты поколения СМВ-S4 должны позволить измерить амплитуду первичных гравитационных волн на уровне  $5\sigma$  при  $r > 0.003$  и продвинуться в проблеме квантовой гравитации выбора корректной инфляционной модели.

Вторая цель — проследить тепловую историю Вселенной в раннюю эпоху, предсказываемую Стандартной моделью в физике элементарных частиц. Ранняя Вселенная — эпоха очень высоких энергий, критичная к свойствам частиц и воз-

можным проявлениям отклонений от Стандартной модели, которые можно проверять с помощью уровня генерируемой анизотропии. В частности, можно будет проверить количество типов релятивистских частиц, в то нейтрино  $N_{\text{eff}}$ , уменьшить оценку верхнего предела суммы их масс до 0.06 эВ и возможно определить массу гипотетического стерильного нейтрино.

Кроме того, новый качественный уровень предполагает построение карт неба в микроволновом диапазоне в широком диапазоне частот от 20 до 270 ГГц с беспрецедентной чувствительностью ( $<1$  мК) и высоким угловым разрешением  $\leq 1.5'$ . Эти данные будут востребованы при исследовании эволюции крупномасштабной структуры, взаимодействии СМВ и вещества в скоплениях галактик, построения спектра мощности линзирующего потенциала, оценок параметров темной энергии в разные космологические эпохи, а также помогут в численном моделировании эволюции скоплений материи.

Для проведения экспериментов СМВ-S4 предполагается объединить несколько телескопов, которые могут быть расположены в Чили и на Южном полюсе. Проект включает 18 телескопов с малой апертурой (0.5 м) – SAT, и три телескопа с большой апертурой (6 м) – LAT.

Сейчас продолжаются измерения анизотропии температуры и поляризации на нескольких телескопах на Южном полюсе (телескопы VICEP3/Keck array и SPT) [80, 81] и в Чили (ACT и APEX) [82, 83]. Возможно, что в ближайшее время появятся новые результаты по измерению В-моды поляризации, которые в любом случае потребуют независимой проверки в экспериментах следующего поколения, таких как СМВ-S4 [74] или неподдержанный космический проект CORE [84]. Окончательное построение стандартной космологической модели не завершено. И для ее развития будущие критические эксперименты исследования РИ сыграют важную роль.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Подготовка этого обзора была поддержана грантом РФФИ “Экспансия” № 19-12-50012.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. L. Bennett, M. Halpern, G. Hinshaw, N. Jarosik, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **148**, 1 (2003), arXiv:astro-ph/0302207.
2. G. Hinshaw, J. L. Weiland, R. S. Hill, N. Odegard, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **180**, 225 (2009), arXiv:0803.0732 [astro-ph].
3. N. Jarosik, C. L. Bennett, J. Dunkley, B. Gold, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **192**, id. 14 (2011), arXiv:1001.4744 [astro-ph.CO].
4. G. Hinshaw, D. Larson, E. Komatsu, D. N. Spergel, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **208**, id. 19 (2013).
5. R. Adam, P. A. R. Ade, N. Aghanim, Y. Akrami, et al., *Astron. and Astrophys.* **594**, id. A1 (2016), arXiv:1502.01582 [astro-ph.CO].
6. N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown, J. Aumont, et al., *Astron. and Astrophys.* **641**, id. A6 (2020), arXiv:1807.06209 [astro-ph.CO].
7. R. Alpher and R. Herman, *Phys. Rev.* **74**, 1737 (1948).
8. G. Gamow, *Matematisk-fysiske meddelelser* (Det Kongelige Danske Videnskabernes Selskab, 1917).
9. А. Г. Дорошкевич, И. Д. Новиков, Доклады АН СССР **154**, 809 (1964).
10. A. A. Penzias and R. W. Wilson, *Astrophys. J.* **142**, 419 (1965).
11. R. H. Dicke, P. J. E. Peebles, P. G. Roll, and D. T. Wilkinson, *Astrophys. J.* **142**, 414 (1965).
12. П. Д. Насельский, Д. И. Новиков, И. Д. Новиков, *Реликтовое излучение* (М.: Наука, 2003).
13. G. F. Smoot, C. L. Bennett, A. Kogut, E. L. Wright, et al., *Astrophys. J. Letters* **396**, L1 (1992).
14. S. Perlmutter and B. P. Schmidt, *Lecture Notes in Physics*, **598**, 195 (2004).
15. A. Riess, L.-G. Strolger, J. Tonry, S. Casertano, et al., *Astrophys. J.* **607**, 665 (2004).
16. A. Bruce and R. Hlozek, in *Dark Energy*, edited by P. Ruiz-Lapuente (Cambridge University Press, 2010), arXiv:0910.5224 [astro-ph.CO].
17. G. Steigman, *Ann. Rev. Nuclear and Particle Science* **57**, 463 (2007), arXiv:0712.1100 [astro-ph].
18. M. Boylean-Kolchin, V. Springel, S. D. M. White, A. Jenkins, and G. Lemson, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **398**, 1150 (2009), arXiv:0903.3041 [astro-ph.CO].
19. D. Nelson, A. Pillepich, S. Genel, M. Vogelsberger, et al., *Astron. and Comput.* **13**, 12 (2015), arXiv:1504.00362 [astro-ph.CO].
20. J. Schaye, A. R. Crain, R. G. Bower, M. Furlong, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **446**, 521 (2015), arXiv:1407.7040 [astro-ph.GA].
21. K. N. Abazajian, J. K. Adelman-McCarthy, M. A. Agüeros, S. S. Allam, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **182**, 543 (2009), arXiv:0812.0649 [astro-ph].
22. Ch. P. Ahn, R. Alexandroff, C. A. Prieto, S. F. Anderson, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **203**, 21 (2012), arXiv:1207.7137 [astro-ph.IM].
23. V. Mukhanov, *Physical Foundations of Cosmology* (Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2005).
24. B. Ryden, *Introduction to Cosmology*, 2nd ed. (New York: Cambridge University Press, 2017).
25. Д. С. Горбунов, В. А. Рубаков, *Введение в теорию ранней Вселенной: Космологические возмущения. Инфляционная теория* (М.: КРАСАНД, 2010).
26. В. Н. Лукаш, Е. В. Михеева, *Физическая космология* (М.: ФизМатЛит, 2010).
27. А. Д. Сахаров, *ЖЭТФ* **49**(1), 345 (1966).
28. R. K. Sachs and A. M. Wolfe, *Astrophys. J.* **147**, 73 (1967).
29. Ya. B. Zeldovich and R. A. Sunyaev, *Astrophys. Space Sci.* **4**, 301 (1969).
30. А. С. Компанеев, *ЖЭТФ* **31**(5) 876 (1957).

31. *R. A. Sunyaev and Ya. B. Zel'dovich*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **190**, 413 (1980).
32. *P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, et al.*, Astron. and Astrophys. **594**, id. A13, (2016), arXiv:1502.01589 [astro-ph.CO].
33. *J. M. Kovac, E. M. Leitch, C. Pryke, J. E. Carlstrom, N. W. Halverson, and W. L. Holzapfel*, Nature **420**, 772 (2002).
34. *A. C. S. Readhead, S. T. Myers, T. J. Pearson, J. L. Sievers, et al.*, Science **306**, 836 (2004).
35. *P. de Bernardis, P. A. R. Ade, J. J. Bock, J. R. Bond, et al.*, Astrophys. J. **564**, 559 (2002).
36. *T. A. Semanova, Yu. N. Pariiskii, and N. N. Bursov*, Astron. Rep. **53**, 1 (2009).
37. *Ю. Н. Парийский, О. В. Верходанов*, Астрон. журн. **94**, 323 (2017).
38. *E. Komatsu, K. M. Smith, J. Dunkley, C. L. Bennett, et al.*, Astrophys. J. Suppl. **192**, id. 18 (2011).
39. *P. A. R. Ade, R. W. Aikin, M. Amiri, D. Barkats, et al.*, Astrophys. J. **792**, id. 62 (2014), arXiv:1403.4302 [astro-ph.CO].
40. *P. A. R. Ade, R. W. Aikin, D. Barkats, S. J. Benton, et al.*, Phys. Rev. Lett. **112** id. 241101 (2014), arXiv:1403.3985 [astro-ph.CO].
41. *H. Liu, P. Mertsch, and S. Sarkar*, Astrophys. J. Letters **789**, L29 (2014), arXiv:1404.1899 [astro-ph.CO].
42. *M. J. Mortonson and U. Seljak*, J. Cosmology and Astroparticle Phys. № 10, id. 035 (2014), arXiv:1405.5857 [astro-ph.CO].
43. *R. Flauger, J. C. Hill, and D. N. Spergel*, J. Cosmology and Astroparticle Phys. № 08, id. 039 (2014), arXiv:1405.7351 [astro-ph.CO].
44. *R. Adam, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, et al.*, Astron. and Astrophys. **586**, id. A133 (2016), arXiv:1409.5738 [astro-ph.CO].
45. *P. A. R. Ade, N. Aghanim, Z. Ahmed, R. W. Aikin, et al.*, Phys. Rev. Lett. **114**, id. 101301 (2015), arXiv:1502.00612 [astro-ph.CO].
46. *K. M. Górski, E. Hivon, A. J. Banday, B. D. Wandelt, et al.*, Astrophys. J. **622**, 759 (2005).
47. *A. G. Doroshkevich, O. V. Verkhodanov, P. D. Naselsky, J. Kim, et al.*, Intern. J. Modern Physics D **20**, 1053(2011), arXiv:0904.2517 [astro-ph.CO].
48. *О. В. Верходанов, А. Г. Дорошкевич*, Успехи физ. наук **183**, 849 (2013).
49. *A. Lewis and S. Bridle*, Phys. Rev. D **66**, id. 103511 (2002), arXiv:astro-ph/0205436.
50. *P. J. E. Peebles and J. T. Yu*, Astrophys. J. **162**, 815 (1970).
51. *P. A. R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, et al.*, Astron. and Astrophys. **571**, id. A16 (2014).
52. *О. В. Верходанов*, Успехи физ. наук **186**, 3 (2016).
53. *J. C. Mather, E. S. Cheng, and R. E. J. Eplee*, Astrophys. J. **354**, L37 (1990).
54. *P. A. R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, et al.*, Astron. and Astrophys. **571**, id. A17 (2014).
55. *L. I. Gurvits, K. I. Kellermann, and S. Frey*, Astron. and Astrophys. **342**, 378 (1999).
56. *O. V. Verkhodanov and Yu. N. Pariiskij*, Bull. SAO **55**, 66 (2003).
57. *R. Jimenez and A. Loeb*, Astrophys. J. **573**, 37 (2002), arXiv:astro-ph/0106145.
58. *O. V. Verkhodanov, Yu. N. Pariiskij, and A. A. Starobinsky*, Bull. SAO **58**, 5 (2005), arXiv:0705.2776 [astro-ph].
59. *J. J. Condon*, Astrophys. J. **284**, 44 (1984).
60. *M. Demianski and A. Doroshkevich*, Astrophys. J. **597**, 81 (2003).
61. *C. Caprini and D. G. Figueroa*, Classical and Quantum Gravity **35**(16), id. 163001 (2018), arXiv:1801.04268 [astro-ph.CO].
62. *A. G. Riess, S. Casertano, W. Yuan, L. Macri, et al.*, Astrophys. J. **861**, id. 126 (2018), arXiv:1804.10655 [astro-ph.CO].
63. *E. Di Valentino, A. Melchiorri, and J. Silk*, Nature Astron. **4**, 196 (2019), arXiv:1911.02087 [astro-ph.CO].
64. *Y. Kang, Y.-W. Lee, Y.-L. Kim, C. Chung, and C. H. Ree*, in press (2020), arXiv:1912.04903 [astro-ph.GA].
65. *T. Shanks, L. M. Hogarth, and N. Metcalfe*, arXiv:1810.02595 [astro-ph.CO] (2018).
66. *W. Lin, K. J. Mack, and L. Hou*, arXiv:1910.02978 [astro-ph.CO] (2019).
67. *L. R. Yungelson and A. G. Kuranov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **464**, 1607 (2017), arXiv:1610.07230 [astro-ph.SR].
68. *A. Chudaykin, G. Gorbunov, and I. Tkachev*, Phys. Rev. D **97**, id. 083508 (2018).
69. *G. Benevento, W. Hu, and M. Raveri*, Phys. Rev. D **101**, id. 103517 (2020), arXiv:2002.11707 [astro-ph.CO].
70. *О. В. Верходанов*, Успехи физ. наук **182**, 1177 (2012).
71. *P. A. R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, et al.*, Astron. and Astrophys. **571**, id. A25 (2014).
72. *P. A. R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, et al.*, Astron. and Astrophys. **571**, id. A26 (2014).
73. *P. A. R. Ade, N. Aghanim, Y. Akrami, P. K. Aluri, et al.*, Astron. and Astrophys. **594**, id. A16 (2016), arXiv:1506.07135 [astro-ph.CO].
74. *K. Abazajian, G. Addison, P. Adshead, Z. Ahmed, et al.*, arXiv:1907.04473 [astro-ph.IM] (2019).
75. *L. P. Grishchuk*, Sov. J. Experim. Theoret. Phys. **40**, 409 (1975).
76. *A. A. Starobinskij*, JETP Letters **30**, 682 (1979).
77. *V. A. Rubakov, M. V. Sazhin, and A. V. Veryaskin*, Phys. Letters B **115**, 189 (1982).
78. *K. Sato*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **195**, 467 (1981).
79. *A. G. Polnarev*, Soviet Astron. **29**, 607 (1985).
80. *Z. Ahmed, M. Amiri, S. J. Benton, J. J. Bock, et al.*, Proc. SPIE **9153**, id. 91531N (2014), arXiv:1407.5928 [astro-ph.IM].
81. *J. W. Henning, J. T. Sayre, C. L. Reichardt, P. A. R. Ade, et al.*, Astrophys. J. **852**, id. 97 (2018).
82. *J. L. Sievers, R. A. Hlozek, M. R.olta, V. Acquaviva, et al.*, J. Cosmology and Astroparticle Phys. № 10, id. 060 (2013), arXiv:1301.0824 [astro-ph.CO].
83. *A. Nagarajan, F. Pacaud, M. Sommer, M. Klein, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **488**, 1728 (2019), arXiv:1804.03671 [astro-ph.CO].
84. *E. Di Valentino, T. Brinckmann, M. Gerbino, V. Poulin, et al.*, J. Cosmology and Astroparticle Phys. № 4, id. 017 (2018), arXiv:1612.00021 [astro-ph.CO].

УДК 524.3-17

## ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГАЗОПЫЛЕВОГО ДИСКА НА ОСНОВЕ ЕГО СИНТЕТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

© 2021 г. А. М. Скляревский<sup>1, \*</sup>, Я. Н. Павлюченков<sup>2</sup>, Э. И. Воробьев<sup>1, 3</sup>

<sup>1</sup> Южный федеральный университет, НИИ физики, Ростов-на-Дону, Россия

<sup>2</sup> Институт астрономии РАН, Москва, Россия

<sup>3</sup> Институт астрофизики, Венский университет, Вена, Австрия

\*E-mail: sklyarevskiy@sfedu.ru

Поступила в редакцию 28.09.2020 г.

После доработки 30.10.2020 г.

Принята к публикации 30.10.2020 г.

Представленная работа посвящена объединению динамической модели протопланетного диска с расчетом переноса излучения для получения синтетических спектров и изображений диска, пригодных для непосредственного сравнения данной модели с наблюдениями. Эволюция диска рассчитана с помощью гидродинамической модели FEOSAD, включающей в себя самосогласованный расчет динамики пыли и газа в двумерном приближении тонкого диска. Моделирование переноса излучения проводится с помощью общедоступного кода RADMC-3D. Рассмотрены три фазы эволюции диска: молодой гравитационно-неустойчивый диск, диск во время аккреционной вспышки светимости и проэволюционировавший диск. Для этих этапов проанализировано влияние различных процессов на тепловую структуру диска, а также различия между температурами, полученными в исходной динамической модели и после детального расчета переноса излучения. Показано, что важными источниками нагрева могут являться вязкий нагрев во внутренних областях и адиабатический нагрев в спиральных дисках. На основе рассчитанных спектральных распределений энергии с помощью программного комплекса SED-fitter, используемого для анализа наблюдений, восстановлены физические параметры модельных дисков. Существенный разброс между восстановленными параметрами и исходными характеристиками диска свидетельствует о необходимости верификации моделей в рамках пространственно-разрешенных наблюдений дисков в различных спектральных диапазонах.

DOI: 10.31857/S000462992103004X

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Образование звезд и планет — одна из ключевых проблем астрофизики и одна из наиболее бурно развивающихся областей наблюдательной астрономии. Звезды образуются в результате гравитационного коллапса компактных газопылевых дозвездных конденсаций. Существенная часть вещества дозвездной конденсации, прежде чем попасть на протозвезду, образует околозвездный диск благодаря сохранению углового момента аккрецирующего вещества. В этом диске могут образовываться планеты в результате слипания пылевых частиц и их последующего гравитационного объединения [1], либо в результате гравитационной неустойчивости самого газового диска [2, 3], либо в результате комбинации процессов формирования сгустков, их миграции и дегазации [4, 5].

Несмотря на успехи построения общей картины образования звезд и планет, детали эволюции протопланетного диска и роль различных физических процессов до сих пор окончательно не вы-

яснены (см. обзор [6]). Во многом это связано с трудностью наблюдений протопланетных дисков (ПД). На протяжении многих лет одним из основных источников информации о протопланетных дисках являлся анализ спектрального распределения энергии излучения всего диска (см., напр., [7, 8]). Именно особенности спектра (так называемые инфракрасные избытки) легли в основу классификации молодых звездных объектов [9]. Относительно простые аналитические модели позволяют восстановить параметры дисков (массу, размер, профиль распределения плотности) из его спектра [10, 11]. Однако восстановление информации о структуре диска из его интегрального спектра — сложная обратная задача, решение которой может быть неоднозначным [12].

С появлением пространственно разрешенных изображений дисков в различных длинах волн стало возможным изучать структуру диска непосредственно. В то время как оптические и инфракрасные изображения дисков, полученные, на-

пример, с помощью телескопов Hubble [13] и VLT [14], проявляют поверхностные слои диска, радио-интерферометрические наблюдения предоставляют информацию о внутренней структуре диска (см., напр., [15]). По-настоящему революционный шаг в наблюдательном изучении ПД произошел после начала работы интерферометра ALMA (см. раздел 4), полученные в рамках проекта DSHARP [16]. В целом изображения ПД в различных частотных диапазонах продемонстрировали разнообразные морфологические особенности дисков (кольца, спирали, полости), сильные радиальные и вертикальные градиенты обилий молекул, связанные с изменением физических условий, градиенты спектрального индекса, обусловленные, вероятно, эволюцией и миграцией пыли и т.д. Все это свидетельствует об ограниченности простых моделей (в основе которых “стандартные” предположения о монотонном распределении поверхностной плотности, постоянном отношении массы пыли к массе газа и др.) для интерпретации наблюдений. Вместе с тем новые наблюдательные данные предоставляют почву для разработки детальных теоретических моделей эволюции дисков и исследования ключевых процессов в них.

В направлении разработки детальных теоретических моделей дисков и интерпретации наблюдений на их основе уже сделаны впечатляющие шаги. Например, в работе [17] трехмерная МГД-модель протопланетного диска совместно с расчетом переноса излучения была использована для визуализации дисков, эволюция которых управляется магнито-вращательной неустойчивостью. В статье [18] трехмерная гидродинамическая модель была совмещена с расчетом переноса излучения для изучения наблюдательных проявлений щелей, расчищаемых планетами в околозвездных дисках. Объединение термохимической модели диска с переносом излучения, а также детальный обзор о самосогласованном моделировании структуры и изображений дисков можно найти в статье [19].

Однако, несмотря на прогресс в этой области, доведение детальных динамических моделей эволюции ПД до синтетических изображений, последующий анализ и сопоставление с реальными наблюдаемыми изображениями все еще являются достаточно уникальной практикой. Такие модели позволяют не только исследовать проявления различных физических процессов и явлений, но и могут быть использованы для оценки применимости относительно простых подходов для восстановления параметров объектов по имеющимся наблюдениям. Однако визуализация динамических моделей в виде синтетических наблюдений — сложная задача, так как связана с учетом многих факторов, влияющих на тепловую структуру диска и его конечные изображения. Многие из этих факторов

исследованы недостаточно. В связи с этим основными задачами данной статьи являются.

1. Построение синтетических изображений протопланетных дисков в различных диапазонах на основе самосогласованной гидродинамической модели, построенной с учетом большого числа ключевых физических процессов и включающей в себя самосогласованный расчет динамики пыли и газа. Анализ проявлений неоднородных структур в модельных дисках, таких как спирали и газопылевые сгустки.

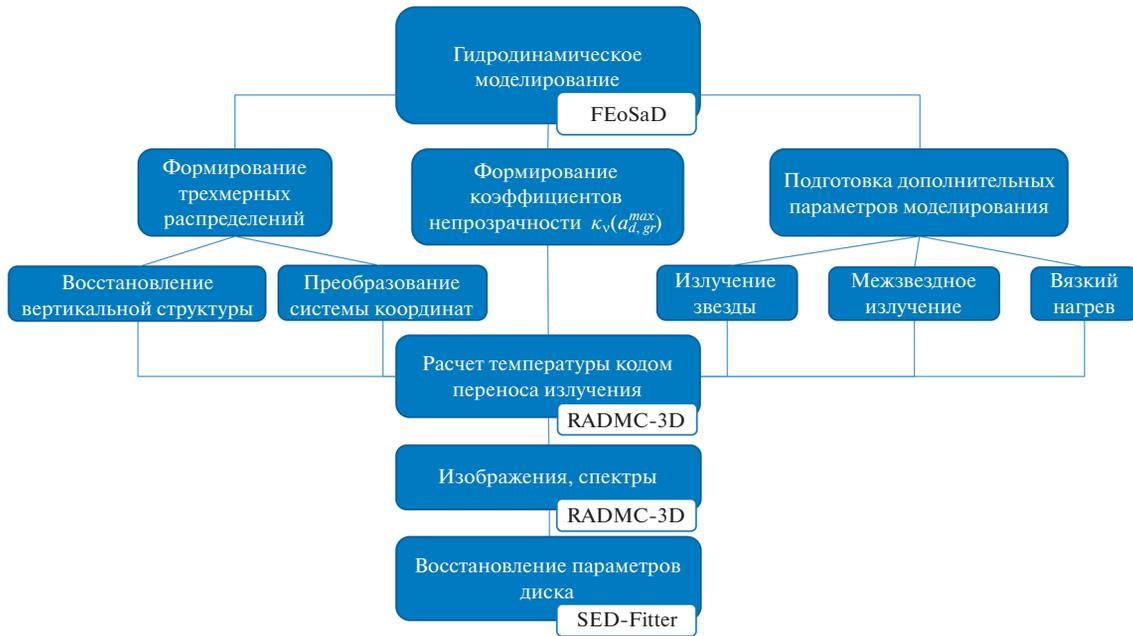
2. Моделирование тепловой структуры протопланетного диска с помощью полноценного метода переноса излучения и сравнение полученных распределений с результатами гидродинамических расчетов, в которых температура диска рассчитана приближенно. Анализ полученных различий и выявление факторов, влияющих на температурные особенности диска.

3. Восстановление физических характеристик протопланетных дисков (масса, размер, возраст и др.) по полученным синтетическим изображениям с помощью методов, используемых при интерпретации наблюдательных данных. Сравнение полученных характеристик диска с исходными и вывод о применимости используемых подходов для восстановления параметров дисков.

Блок-схема, описывающая основные этапы нашего моделирования, приведена на рис. 1. В следующих разделах мы последовательно опишем эти этапы и обсудим полученные результаты.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДИНАМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ ДИСКА

Динамическая эволюция диска моделировалась с помощью программного комплекса FEOSAD, детальное описание которого представлено в работе [20]. Этот код является дальнейшим развитием двумерной  $(r, \phi)$  модели формирования и долговременной эволюции околозвездного газопылевого диска [21]. В рамках данной модели, в частности, удается воспроизвести режим эпизодической аккреции и объяснить вспышки фуоров падением гравитационно-связанных фрагментов, формирующихся в аккреционном диске и мигрирующих к звезде. Модель FEOSAD является одной из самых детальных в мире для описания самосогласованной динамики пыли и газа с учетом большого числа ключевых физических процессов. Пыль в модели представлена в виде двух компонентов — мелкого и крупного. Мелкая пыль (с размерами менее  $10^{-4}$  см) сцеплена с газом, в то время как крупная пыль (с размерами более  $10^{-4}$  см) может испытывать дрейф относительно газа. При расчете дрейфа крупной пыли учитывается обмен импульсом с газом и обеспечивается корректный расчет миграции пы-



**Рис. 1.** Блок-схема, описывающая основные этапы процесса моделирования синтетических изображений и спектров протопланетного диска на основе данных гидродинамического моделирования.

ли в широком диапазоне чисел Стокса. Содержание крупной пыли в модели может увеличиваться за счет столкновений с мелкой, при этом максимальный размер крупной пыли изменяется. Рост пыли в модели ограничен так называемым фрагментационным пределом, при котором столкновения пылинок приводят не к их слипанию, а к разрушению. С помощью динамической модели FEOSAD получены результаты об эволюции пыли в протопланетном диске [22], исследовано влияние внутренней области диска на его эволюцию [23], исследована динамика гальки [24].

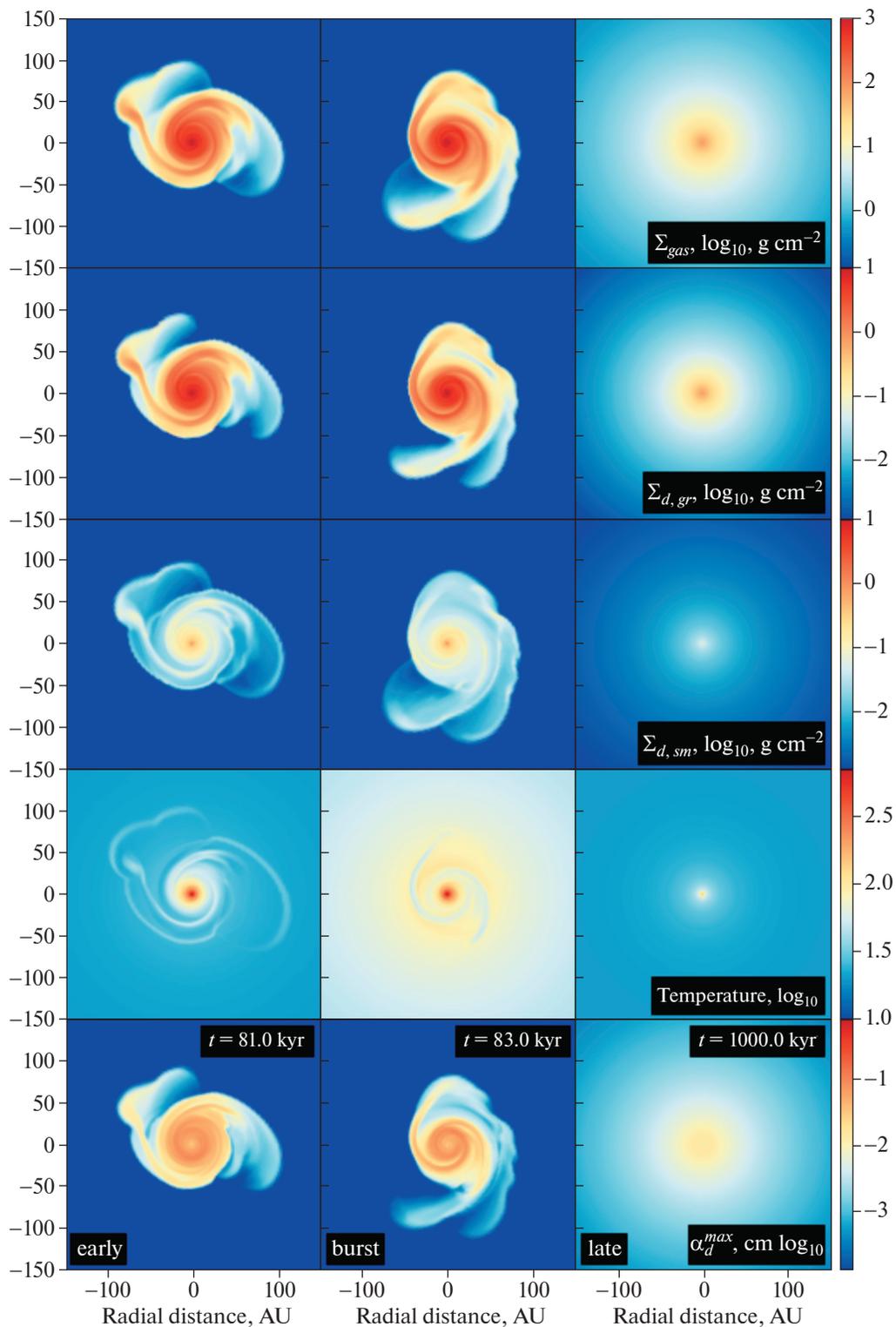
В наших расчетах основные параметры соответствуют базовой модели из статьи [20], за исключением тех, что перечислены ниже. Масса начального молекулярного облака выбрана равной  $0.5 M_{\odot}$ , значение фрагментационной скорости пыли уменьшено до 3 м/с. В качестве внутреннего граничного условия мы использовали модель “умной” ячейки из работы [23] с эффективностью аккреции  $\xi = 0.5$ . Мы также использовали обновленные коэффициенты поглощения и рассеяния для пылевого населения (см. подробнее раздел 3.2). При использованных параметрах диск формируется через 30 тыс. лет после начала коллапса облака.

Для исследования были выбраны три момента времени. На рис. 2 представлены распределения основных физических параметров диска (поверхностной плотности газа, выросшей и мелкой пыли, экваториальной температуры и максимального размера выросшей пыли) в каждый из выбранных моментов времени. Левый столбец соответствует

моменту времени 81 тыс. лет, на котором проявляется молодой, фрагментирующий гравитационно-неустойчивый диск с двумя ярко выраженными спиралями. В среднем столбце рис. 2 изображена система на момент 83 тыс. лет. В данный момент происходит вспышка аккреции вследствие развития магнито-ротационной неустойчивости (МРН). В используемой гидродинамической модели вспышка МРН активизируется внутри центральной поглощающей ячейки при достижении в этой области порогового значения температуры 1500 К, т.е. температуры, достаточной для термической ионизации среды. Наконец, проэволюционировавший менее плотный осесимметричный диск, расширившийся в процессе эволюции, изображен в правом столбце. Возраст данного диска составляет 1 млн. лет. Регулярная структура и отсутствие экстремальных условий в таком диске сопоставимы с простейшими моделями, используемыми при интерпретации наблюдений.

Распределения выросшей и мелкой пыли представлены во втором и третьем рядах рис. 2 соответственно. Для всех выбранных моментов времени структура пылевых дисков, в основном, повторяет структуру газовых с небольшими отклонениями, причем плотность выросшей пыли выше, чем мелкой. Стоит отметить, что вся пыль за пределами диска на ранних стадиях эволюции — мелкая.

В четвертом ряду рис. 2 показаны распределения экваториальной температуры. На момент 81 тыс. лет четко видны спирали. Выделяются также волокнообразные образования с повышен-



**Рис. 2.** Результаты моделирования динамической эволюции газопылевого диска с помощью гидродинамического кода FEOSAD. Распределения основных параметров диска в области  $300 \times 300$  а.е. для различных времен эволюции: 81 тыс. лет, 83 тыс. лет и 1 млн. лет в левом, среднем и правом столбцах панелей соответственно. Верхняя строка соответствует распределению поверхностной плотности газа, 2-я строка – поверхностной плотности выросшей пыли, 3-я строка – поверхностной плотности мелкой пыли, 4-я строка – температуры в экваториальной плоскости, нижняя строка – распределению максимальных размеров пылинок. Все величины представлены в логарифмической шкале цветом.

ной температурой на 50–100 а.е., которые соответствуют месту падения вещества из оболочки на диск. Повышенная температура здесь — следствие адиабатического нагрева сжатием. В диске со вспышкой аккреции температура во всем диске повышена, но спирали до сих пор прослеживаются. Эффект вспышки полностью перекрывает эффекты адиабатического нагрева на границе оболочки и диска, так что волокнообразные образования не видны. Прозволюционировавший диск является более холодным вследствие меньшей аккреционной светимости звезды и более спокойной эволюцией диска.

Отметим, что в рамках данной модели основной рост пыли происходит на ранних стадиях эволюции. Таким образом, на моменты 81 и 83 тыс. лет максимальный размер пылинок достигает ~ 1 мм (нижний ряд рис. 2). Впоследствии максимальный размер пыли определяется процессами фрагментации и миграции, что ведет к уменьшению размеров пыли со временем. Для модели 1 млн. лет максимальный размер падает до 0.3 мм. Интересной особенностью является пониженный размер пылевых частиц в центральных областях диска. Это связано с повышенной температурой там, а значит и пониженным фрагментационным барьером.

Рассмотрим более подробно тепловую структуру диска вдоль одного из радиальных направлений в диске для моментов времени 81 тыс. лет и 1 млн. лет. На левой панели рис. 3 показаны темпы нагрева поверхности диска УФ-излучением звезды  $\Gamma_{UV}$ , экваториальной плоскости ИК-излучением самого диска  $\Gamma_{IR}$ , а также темп нагрева вязкой диссипацией  $\Gamma_v$ . Эти темпы вычисляются следующим образом:

$$\Gamma_{UV} = \frac{L_*}{4\pi R^2} \cos \gamma_{irr}, \quad (1)$$

$$\Gamma_v = \frac{9}{4} \frac{GM_*}{R^3} \Sigma v_{vis}, \quad (2)$$

$$\Gamma_{IR} = \frac{8\tau_p \sigma T_{irr}^4}{1 + 2\tau_p + 1.5\tau_R \tau_p}, \quad (3)$$

где  $M_*$ ,  $L_*$  — масса и светимость звезды,  $R$  — расстояние до звезды,  $\Sigma$  — поверхностная плотность,  $v_{vis}$  — кинематическая вязкость,  $\tau_R$ ,  $\tau_p$  — оптические толщины, усредненные по Росселанду и Планку соответственно,  $T_{irr}$  — температура излучения на поверхности диска, определяемая фоновым излучением и излучением звезды, падающим на диск под углом  $\gamma_{irr}$  (см. [25] и [26], формулы (6)–(8)).

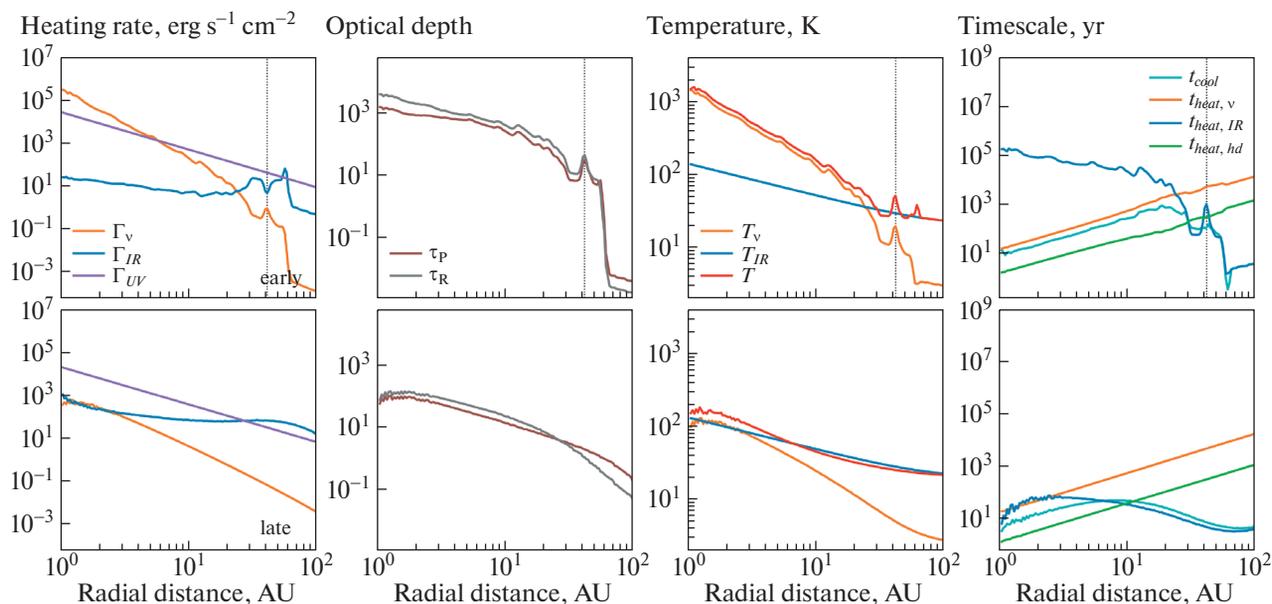
Для модели с возрастом 81 тыс. лет вязкий нагрев доминирует над нагревом излучением в эк-

ваториальной плоскости диска внутри 20 а.е., несмотря на то, что поток звездного излучения на поверхности диска превышает темп вязкой диссипации только в области  $r < 5$  а.е. Такая ситуация реализуется благодаря высоким значениям оптической толщины диска к тепловому излучению внутри 20 а.е. — оптическая толщина здесь составляет сотни единиц (см. вторую слева панель на рис. 3). Выделившаяся в результате вязкой диссипации энергия задерживается в диске, повышая его температуру, тогда как высокая оптическая толщина уменьшает скорость нагрева экваториальных слоев диска поверхностными. Как следствие, экваториальная температура диска внутри 20 а.е. определяется в основном вязким нагревом, а снаружи 20 а.е. — излучением звезды (см. третью панель на рис. 3).

Выбранный радиальный срез пересекает спиральную волну плотности в окрестности 40 а.е., где наблюдается небольшой скачок экваториальной температуры. Как видно из темпа вязкой диссипации, распределения оптической толщины и профиля равновесной температуры (вычисленной из условия равенства вязкого нагрева и темпа охлаждения), повышение экваториальной температуры здесь по крайней мере частично связано с вязким нагревом в условиях большой оптической толщины. Стоит отметить, что некоторый вклад в повышенную температуру внутри спирали может вносить также нагрев, связанный с адиабатическим сжатием этой области. Для демонстрации этого на правой панели рис. 3 приведены характерные времена процессов нагрева–охлаждения, а также характерное динамическое время (время распространения звука в вертикальном направлении) в зависимости от расстояния до звезды. Характерные времена нагрева и охлаждения рассчитаны как  $t = \frac{E}{2G}$ , где  $E$  — полная тепловая энергия, полученная из данных о температуре и плотности газа, а  $G$  — один из источников нагрева, описанных уравнениями (2), (3) или охлаждения за счет высвечивания ИК-излучения (см. [26], формула (5)):

$$\Lambda = \frac{8\tau_p \sigma T_{mp}^4}{1 + 2\tau_p + 1.5\tau_R \tau_p}, \quad (4)$$

где  $T_{mp}$  — экваториальная температура. Внутри спирали динамическое время меньше характерных времен нагрева ИК-излучением и вязкостью и сопоставимо со временем охлаждения. Таким образом, если появление спирали связано с образованием ударной волны или сопровождается ей, то соответствующий этому нагрев может играть важную роль в формировании температурного распределения в неоднородном протопланетном диске. Отметим, что с внешней стороны от спирали на радиусе ~60 а.е также присутствует небольшой температурный пик. Этот пик соответствует



**Рис. 3.** Радиальная тепловая структура газопылевого диска по результатам расчета динамической модели на момент 81 тыс. лет (верхняя группа панелей) и 1 млн. лет (нижний ряд). Радиальный срез соответствует углу  $\varphi = \frac{5\pi}{4}$ , отсчитанному от положительного направления оси  $X$  на рис. 2 против часовой стрелки. Левый столбец: распределения по радиусу вязкого нагрева (оранжевая кривая), нагрева в экваториальной плоскости ИК-излучением (синяя кривая) и нагрева поверхности УФ-излучением звезды (фиолетовая кривая). Серым и коричневым во втором столбце показаны зависимости вертикальных оптических толщин, рассчитанных по Планку и Росселанду. Третий столбец: фактическая температура в экваториальной плоскости диска (красная кривая), равновесная температура, вычисленная из условия равенства вязкого нагрева и охлаждения (оранжевая кривая), равновесная температура, вычисленная из условия равенства ИК-нагрева и охлаждения (синяя кривая). На правых панелях показаны характерные временные шкалы различных процессов нагрева: ИК-излучением (синяя кривая), вязкостью (оранжевая кривая), адиабатическим сжатием (зеленая кривая). Голубым цветом обозначено характерное время охлаждения. Вертикальными пунктирными линиями обозначено положение спирали на данном азимутальном срезе.

области аккреции оболочки на диск. Повышение температуры здесь вызвано адиабатическим нагревом.

В модели с возрастом 1 млн. лет оптическая толщина и температура внутри 40 а.е. уменьшились примерно на порядок величины по сравнению с моделью для 81 тыс. лет. Как видно из левой панели рис. 3, вязкий нагрев сопоставим с нагревом ИК-излучением от поверхностных слоев только внутри 3 а.е. Отметим также, что нагрев ИК-излучением от поверхностных слоев диска превышает поток звездного излучения в области 30–100 а.е., что связано с дополнительным вкладом фонового излучения при расчете  $\Gamma_{IR}$  в модели FEOSAD.

### 3. ФОРМИРОВАНИЕ МОДЕЛИ ДЛЯ РАСЧЕТА ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

Для моделирования переноса излучения и построения синтетических изображений околозвездного диска мы используем трехмерный код RADMC-3D, разработанный К. Дуллемондом (C. Dullemond). Этот код основан на методе Мон-

те-Карло и позволяет рассчитывать перенос излучения на пыли с учетом процессов поглощения, рассеяния и теплового переизлучения. Этот комплекс активно используется для моделирования протопланетных дисков, околозвездных оболочек, молекулярных облаков и доступен для свободного использования<sup>1</sup>.

#### 3.1. Формирование трехмерных распределений

Результатами гидродинамического моделирования являются двумерные (проинтегрированные по вертикали) распределения физических величин, однако для моделирования тепловой структуры с помощью RADMC-3D необходима полная трехмерная структура диска. Для формирования 3D-распределений плотности газа и пыли мы восстанавливаем вертикальную структуру диска для каждого  $(R, \varphi)$ -положения в диске по формуле:

$$\rho(z) = \rho_0 \exp\left(-\frac{z}{H}\right)^2, \quad (5)$$

<sup>1</sup> [www.ita.uni-heidelberg.de/~dullemond/software/radmc-3d](http://www.ita.uni-heidelberg.de/~dullemond/software/radmc-3d)

где  $\rho_0 = \frac{\Sigma}{\sqrt{2\pi}H}$  – экваториальная плотность,  $H$  – высота диска, вычисленная в коде FEOSAD из условия вертикального гидростатического равновесия,  $\Sigma$  – поверхностная плотность для каждого из компонентов среды. Чтобы учесть оседание пыли в диске, для газа и выросшей пыли введены разные шкалы высот  $H_g$  и  $H_d$  соответственно. При этом они связаны выражением [27]:

$$H_d = H_g \left( \frac{\alpha\sqrt{2}}{2} \left( 1 + St + \frac{((1 + St)^2 + 8St(\alpha\sqrt{2} + St))^{0.5}}{(1 + St)(\alpha\sqrt{2} + St)} \right) \right)^{0.5}, \quad (6)$$

где  $St$  – число Стокса. В модели предполагается, что мелкая пыль связана с газом, поэтому для нее используется шкала высот газа  $H_g$ . Начальная температура в вертикальном направлении задается однородной и равной экваториальной. Отметим, что распределение (5) является гидростатически равновесным при начальной однородной по вертикали температуре, однако после моделирования тепловой структуры с помощью RADMC-3D распределение температуры во всем диске меняется и распределение (5) перестает быть равновесным. Несмотря на это, мы не модифицируем распределение плотности, чтобы сделать более прямым сопоставление результатов с исходными данными. Максимальный размер выросшей пыли считается одинаковым в вертикальном направлении пылевого диска.

Как показано в предыдущем разделе, нагрев вязкостью может вносить заметный вклад в температурный баланс диска. Для его учета в RADMC-3D мы задействуем механизм “распределенного” источника и задаем следующую функцию внутреннего нагрева (на ед. объема), согласованную с формулой (2), [25]:

$$\Gamma_{\text{vis}} = \frac{9}{4} \frac{GM_*}{R^3} \rho v_{\text{vis}}. \quad (7)$$

Кинематическая вязкость предполагается постоянной в вертикальном направлении и берется из результатов гидродинамической модели FEOSAD, где она определена следующим образом:

$$v_{\text{vis}} = \alpha c_s H_g, \quad (8)$$

где  $c_s$  – скорость звука,  $\alpha = 10^{-3}$ . Заключительным этапом формирования входных распределений является интерполяция данных на дискретную сетку в сферической системе координат, используемую в RADMC-3D. Внутренний радиус был выбран 5 а.е., что превышает внутренний размер

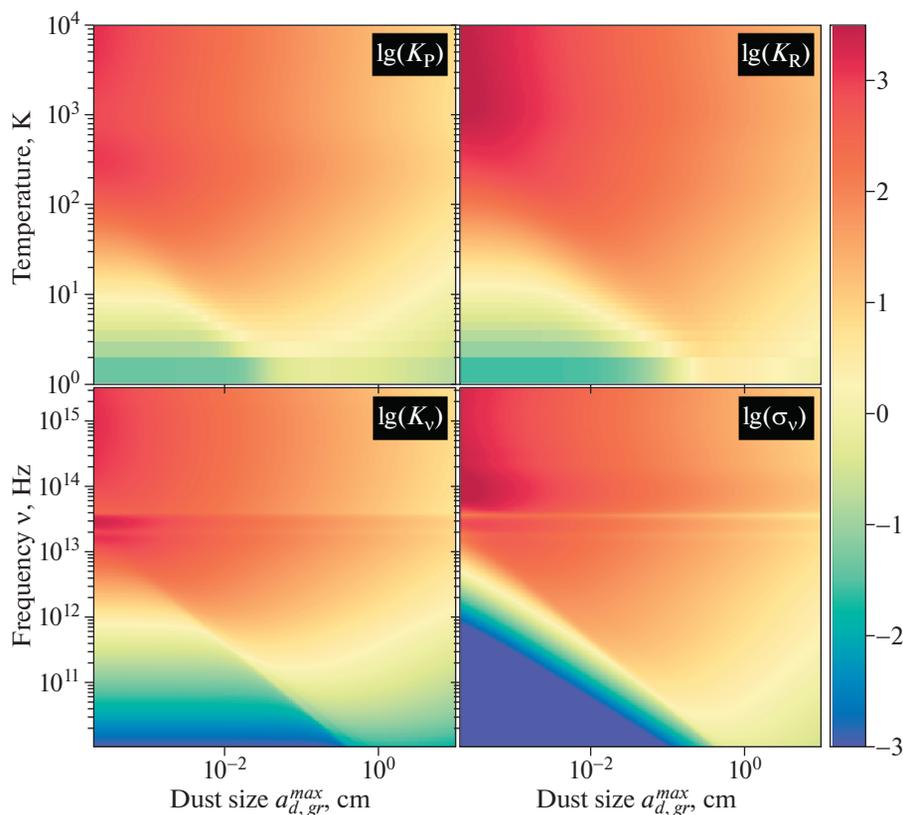
диска в гидродинамической модели (1 а.е.). Это позволило значительно ускорить расчеты переноса излучения. В качестве внешней границы расчетной области выбран радиус 250 а.е.

### 3.2. Формирование коэффициентов поглощения и рассеяния

В исходной модели FEOSAD [20] использовались усредненные по частоте непрозрачности из статьи [28]. Однако эти непрозрачности рассчитаны для фиксированного распределения пыли по размерам. В то же время пыль в модели FEOSAD эволюционирует – в каждой расчетной ячейке может быть свой максимальный размер пылинок. Чтобы привести в соответствие динамическую и тепловую модели пыли, мы перешли к новым коэффициентам непрозрачности. Для этого с помощью теории Ми вначале были рассчитаны спектральные коэффициенты поглощения и рассеяния для разных значений максимального размера пылинок. При этом распределение пылинок по размерам бралось степенным,  $n(a) \propto a^{-3.5}$ , с минимальным радиусом пылинок  $a_{\text{min}} = 5 \times 10^{-7}$  см в соответствии с динамической моделью пыли. Пылинки предполагались полностью силикатными. Зависящие от частоты и максимального размера пылинок коэффициенты поглощения и рассеяния приведены на рис. 4. Отметим, что полученные спектральные коэффициенты поглощения существенно зависят от максимального размера пыли, что подчеркивает необходимость их введения.

Далее на основе полученных спектральных коэффициентов поглощения и рассеяния были вычислены усредненные по Планку и по Росселанду непрозрачности. Зависимости планковской  $\kappa_p(T, a_{\text{max}})$  и росселандовской непрозрачностей от температуры и максимального размера пылинок также приведены на рис. 4. Как и следовало ожидать, двумерная морфология распределения  $\kappa_p(T, a_{\text{max}})$  повторяет морфологию распределения  $\kappa_v(a_{\text{max}})$ . При формировании усредненных коэффициентов непрозрачности мы, в отличие от работы [28], не учитывали возможность испарения пылинок при высоких температурах и не использовали газовые непрозрачности.

В то время как при моделировании динамической эволюции диска используются усредненные по частоте непрозрачности (зависящие от температуры), для моделирования переноса излучения с помощью RADMC-3D необходимо использовать исходные спектральные коэффициенты поглощения и рассеяния. В каждой ячейке расчетной сетки для RADMC-3D в зависимости от максимального размера пылинок в ней задаются свои распределения  $\kappa_v$  и  $\sigma_v$ . Таким образом, как для



**Рис. 4.** Верхний ряд: зависимости усредненных по Планку (слева) и Росселанду (справа) непрозрачностей от температуры и размеров пылинок (используется в динамической модели FEOSAD). Нижний ряд: зависимости коэффициентов поглощения (слева) и рассеяния (справа) от частоты и размеров пылинок (используется для расчета переноса излучения с помощью RADMC-3D).

моделировании эволюции диска, так и для моделирования переноса излучения мы используем согласованные модели пыли.

### 3.3. Подготовка дополнительных параметров моделирования

Для расчета тепловой структуры и наблюдаемых проявлений диска необходимо задать параметры излучения звезды и межзвездного излучения. В то время как излучение звезды является основным источником нагрева диска (за исключением внутренних частей диска и фрагментов, где также важны вязкий нагрев и работа сил давления), межзвездное излучение может вносить вклад в нагрев внешних областей диска. Параметры звезды (фотосферная светимость, масса, радиус и темп аккреции) вычисляются в ходе самого гидродинамического моделирования протозвездного диска. Данные о массе и размере звезды непосредственно передаются и используются в RADMC-3D. Далее мы предполагаем, что звезда излучает как абсолютно черное тело. В таком случае для RADMC-3D достаточно определить эффектив-

ную температуру излучения центрального источника как:

$$T_{\text{eff}} = \left( \frac{L_{\text{phot}} + L_{\text{acc}}}{4\pi\sigma R_*^2} \right)^{1/4}, \quad (9)$$

где  $L_{\text{phot}}$  и  $L_{\text{acc}}$  – фотосферная и аккреционная светимости соответственно,  $\sigma$  – постоянная Стефана–Больцмана,  $R_*$  – радиус центральной звезды.

Диск дополнительно облучается межзвездным изотропным полем излучения, средняя интенсивность излучения которого задается нами в виде:

$$J_\nu = DB_\nu(T_{\text{bg}}), \quad (10)$$

где  $D = 10^{-16}$  – фактор дилуции,  $B_\nu$  – функция Планка,  $T_{\text{bg}} = 2 \times 10^4$  К – температура межзвездного излучения.

## 4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

Наше моделирование показало, что внедрение внутреннего источника нагрева при расчете темпе-

ратуры диска с помощью RADMC-3D значительно увеличивает расчетное время (от нескольких десятков до сотен раз по сравнению с нулевым внутренним источником). Особенно сильным это увеличение оказалось для моделей диска на ранней фазе эволюции диска, составив до нескольких месяцев непрерывного счета, что является практически неприемлемым. В частности, с нулевым внутренним источником расчет на 72-ядерной вычислительной станции составляет 24–36 ч. В случае включения внутреннего источника длительность расчета при том же количестве фотонов увеличивается до 150–200 дней. Очевидно, это связано с высокими оптическими толщинами диска в этих моделях. В результате нам удалось промоделировать тепловую структуру диска с полным набором фотонов  $N = 10^9$  без учета вязкого нагрева для всех моделей, а также с учетом вязкого нагрева для модели с возрастом 1 млн. лет (в силу меньшей плотности проэволюционировавшего диска и, как следствие, меньших оптических толщин). Для моделей на ранней стадии эволюции были проведены расчеты с сокращенным набором фотонов  $N = 10^7$ . Это позволило сделать выводы о влиянии вязкого нагрева на распределение температуры. Однако при малом числе фотонов флуктуации температуры сопоставимы со значениями самой температуры, поэтому для построения изображений и спектральных распределений энергии мы будем использовать модели без вязкого нагрева. Далее мы последовательно проанализируем результаты моделирования температуры и синтетических изображений.

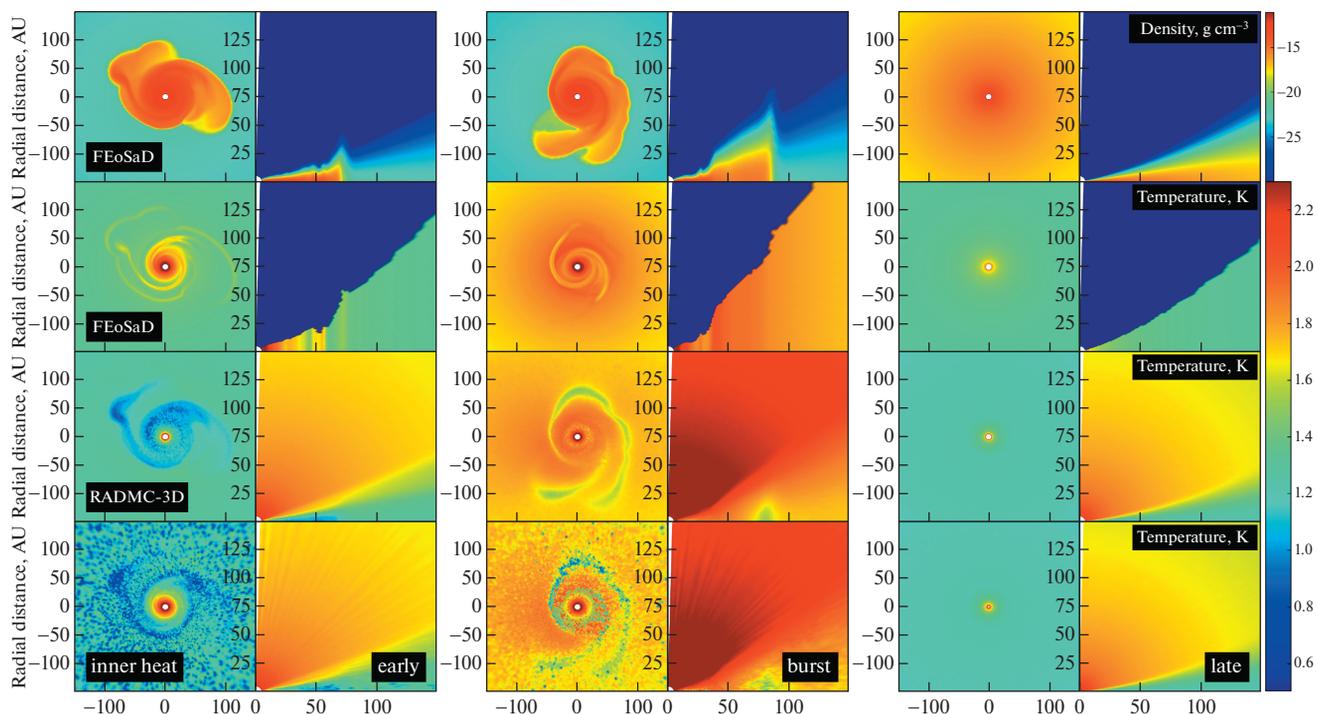
#### 4.1. Тепловая структура

На рис. 5, 7 представлены результаты расчета тепловой структуры с помощью RADMC-3D для выбранных моделей диска. Для модели без вязкого нагрева с возрастом 81 тыс. лет экваториальная температура во всем диске систематически ниже той, что получена в FEOSAD. В расчете RADMC-3D она достигает своих минимальных значений в окрестности 30 а.е., а затем происходит некоторое увеличение по направлению к внешним областям. Причиной небольшого увеличения экваториальной температуры во внешней области диска служит то, что эта область становится оптически тонкой к УФ-излучению, в результате прямое и рассеянное УФ-излучение непосредственно достигает экваториальной плоскости диска и определяет температуру в ней. При учете вязкого нагрева в RADMC-3D температура внутри 30 а.е. существенно поднимается, приближаясь к результатам гидродинамической модели. За пределами 30 а.е. на распределении температуры в модели с вязким нагревом виден сильный шум, связанный с недостаточным количеством фотонов. Самым суще-

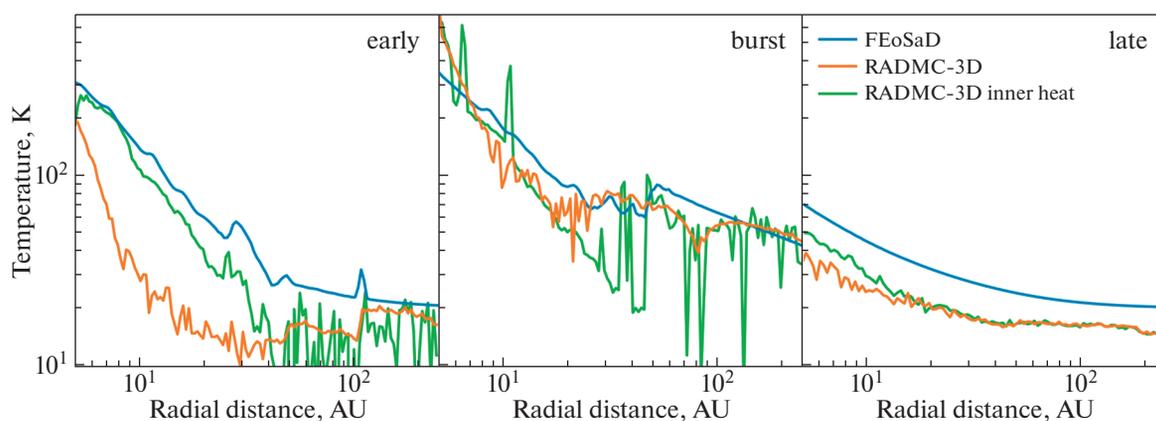
ственным отличием распределений, полученных в RADMC-3D, от динамической модели является то, что спирали в них имеют более низкую температуру, чем внешние области диска, в то время как в динамической модели температура внутри спиралей повышена относительно фона (см. рис. 5). Возможной причиной этому является то, что при моделировании переноса излучения с помощью RADMC-3D мы не учли нагрев, связанный с работой сил давления (адиабатический нагрев). Как показал анализ в разделе 2, адиабатический нагрев может быть важным фактором. Другой причиной расхождения результатов может быть то, что учет трехмерной структуры диска и использование непрозрачностей, зависящих от частоты в RADMC-3D, существенно упрощают выход теплового излучения из спиралей, тем самым приводя к меньшей равновесной температуре в них.

В модели со вспышкой (83 тыс. лет) распределения экваториальной температуры в динамической модели и по результатам RADMC-3D отличаются не так сильно. В этом случае определяющим источником нагрева во всем диске является нагрев звездным излучением, поэтому различия, связанные с внутренними источниками нагрева и межзвездным нагревом, проявляются слабее. На распределениях экваториальной температуры, полученных и в FEOSAD, и в RADMC-3D, видна пониженная температура внутри спиралей, однако в результатах RADMC-3D холодные спирали более выражены. Включение внутреннего нагрева не приводит к значительным изменениям в общей картине. Температурное распределение повторяет распределение в случае с нулевым внутренним источником, за исключением некоторых пиковых отклонений, которые являются следствием шума при малом количестве фотонов.

Для проэволюционировавшего диска (1 млн. лет) экваториальная температура по результатам RADMC-3D систематически ниже той, что в исходной динамической модели, как и в случае модели на момент 81 тыс. лет. Учет вязкого нагрева в данной модели выполнен с задействованием полного количества фотонов, а значит и наиболее согласован по сравнению с другими моделями. Как видно, включение внутреннего источника немного увеличивает температуру внутри 20 а.е., что указывает на необходимость рассмотрения этого процесса даже на этой фазе эволюции диска. Однако даже с учетом вязкого нагрева температура по результатам RADMC-3D систематически ниже динамической. Похожие различия в распределениях экваториальной температуры были также отмечены в работе [26] в рамках (2+1)-мерной модели с нестационарным методом переноса излучения в вертикальном направлении. Мы считаем, что систематически более высокая во всем диске температура в гидродинамической модели



**Рис. 5.** Результаты моделирования тепловой структуры молодого спокойного диска на 81 тыс. лет (левая панель), диска со вспышкой на 83 тыс. лет (центральная панель) и проэволюционировавшего диска на 1 млн. лет (правая панель). Каждая панель состоит из распределений плотности (верхняя строка), температуры FEOsAD (вторая строка), температуры RADMC-3D с нулевым внутренним источником (третья строка), температуры RADMC-3D с включенным внутренним нагревом (нижняя строка). В левом столбце панели показаны экваториальные распределения, в правом столбце — меридиональный срез вдоль угла  $\varphi = \frac{\pi}{4}$ , отсчитываемого от положительного направления оси  $X$ .

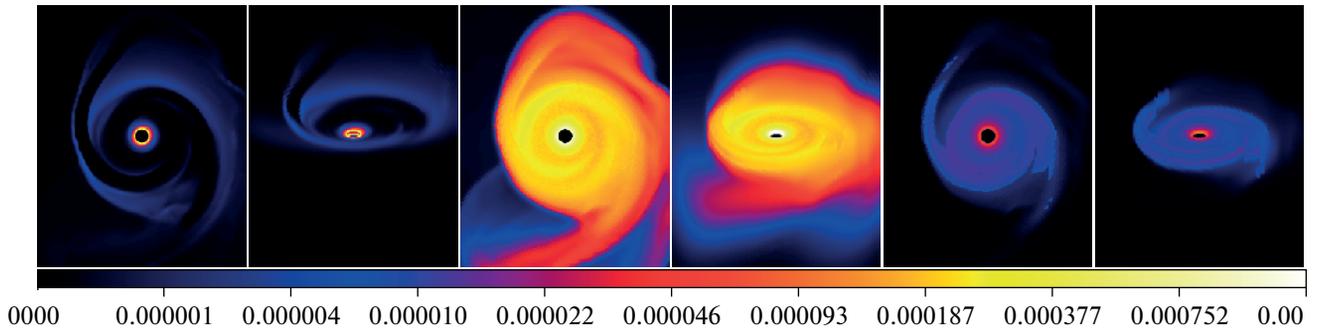


**Рис. 6.** Распределения экваториальной температуры в исходной динамической модели (синие профили) и после расчета с помощью комплекса RADMC-3D: оранжевые профили соответствуют модели без вязкого нагрева, зеленые — с вязким нагревом. Левая, центральная и правая панели соответствуют возрастам диска 81 тыс. лет, 83 тыс. лет и 1 млн. лет.

связана с приближенным характером функций нагрева и охлаждения, используемых в FEOsAD (см. [26], формулы (5), (6)).

#### 4.2. Изображения диска на различных длинах волн

После расчета температуры диска, с помощью RADMC-3D были получены синтетические изоб-



**Рис. 7.** Синтетические изображения газопылевого диска на длинах волн 1.5 мкм (левая пара панелей), 300 мкм (центральная пара) и 1.3 мм (правая пара) для времени 81 тыс. лет. Каждая пара представляет собой вид с углом наклона к центральной оси  $0^\circ$  (слева) и  $60^\circ$  (справа). Данные об интенсивности приведены цветом в логарифмической шкале [Ян/пиксель]. Область, охватываемая изображением, соответствует линейному масштабу  $150 \times 150$  а.е.

ражения на различных длинах волн и с разным наклоном к лучу зрения. Пример таких изображений для модели молодого диска во время вспышки ( $t = 836$  тыс. лет) представлен на рис. 7. На длине волны  $\lambda = 1.3$  мм (правая панель рис. 7) излучает в основном холодная крупная пыль, сконцентрированная в околоэкваториальных слоях диска благодаря ее оседанию. В данном диапазоне диск является преимущественно оптически тонким, поэтому изображение практически полностью повторяет распределение плотности выросшей пыли. В частности, на изображении диска с наклоном  $60^\circ$  видно повышение интенсивности излучения вблизи экваториальной плоскости диска, свидетельствующее о повышенной концентрации пыли в данной области.

На длине волны  $\lambda = 1.5$  мкм (левая панель рис. 7) изображение определяется рассеянием излучения звезды мелкой пылью в верхних слоях диска. Оптическая толщина диска в данном диапазоне велика и поэтому морфология изображения определяется исключительно поверхностными слоями диска. На данной карте спирали видны как темные образования. Это связано с тем, что спирали являются самогравитирующими и их характерная шкала высот понижена по сравнению с окружением. В результате спиральные области находятся в тени от внутренних частей диска.

Изображение на длине волны  $\lambda = 300$  мкм (центральная панель рис. 7) является наиболее ярким из трех. В этом диапазоне доминирует диффузное (тепловое + рассеянное) излучение выросшей пыли от верхних слоев диска, что и обуславливает относительно однородное распределение яркости по диску. Отметим, что особенности рассчитанных нами изображений близки к тем, что описаны в работе [29].

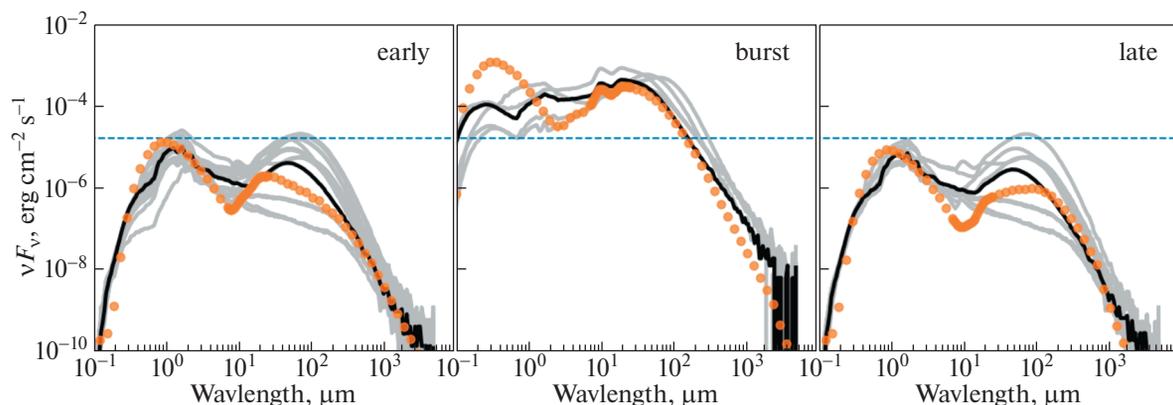
## 5. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДИСКА НА ОСНОВЕ РАССЧИТАННЫХ СИНТЕТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Для оценки массы протопланетных дисков широко используется связь массы диска с потоком излучения в (суб)мм-диапазоне [30, формула (2)]:

$$\log M_{\text{disk}} = \log F_{\nu} + 2 \log d - \log(\zeta \cdot \kappa_{\nu}) - \log B_{\nu}(T_d), \quad (11)$$

где  $F_{\nu}$  – поток излучения на частоте  $\nu$ ,  $\kappa_{\nu}$  – коэффициент поглощения,  $d$  – расстояние до объекта,  $\zeta$  – отношение массы пыли к массе газа,  $T_d$  – средняя температура в диске. В основе этой оценки лежит допущение о том, что диск является оптически тонким на частоте  $\nu$ . Свободными параметрами в данной формуле являются средняя температура в диске, отношение массы пыли к массе газа, а также коэффициент непрозрачности. Наши модели показывают, что все эти параметры существенно зависят от положения в диске, а сам диск может быть оптически толстым во внутренних частях диска, поэтому ограничения формулы (11) заведомо не удовлетворяются. Тем не менее интересно выяснить, какова будет погрешность формулы (11), поскольку она востребована для предварительных оценок. Для оценки массы диска мы использовали интегральный поток излучения на длине волны 1.3 мм при следующих значениях параметров:  $\zeta = 10^{-2}$ ,  $T_d = 20$  К,  $\kappa_{\nu} = 2.3 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$  [30].

Более детальный метод восстановления параметров диска может быть основан на анализе спектрального распределения энергии (SED) от всего диска. Для этого мы использовали программный комплекс для подгонки спектров протопланетных дисков “SED-Fitter” [31]. Этот комплекс используется для анализа наблюдательных данных, (см., напр., [32]). В основе комплекса лежит фено-



**Рис. 8.** Синтетические спектральные распределения энергии и результаты их подгонки с помощью комплекса “SED-fitter”. На левой панели отображены данные, соответствующие модели с возрастом 81 тыс. лет, на центральной — 83 тыс. лет, на правой — 1 млн. лет. Оранжевые точки соответствуют рассчитанному в RADMC-3D распределению энергии, серыми профилями показаны близкие распределения имеющихся в базе данных моделей. Сплошная черная линия — наиболее близкое распределение из имеющихся в базе. Максимальный уровень потока в модели 81 тыс. лет обозначен штриховой синей линией.

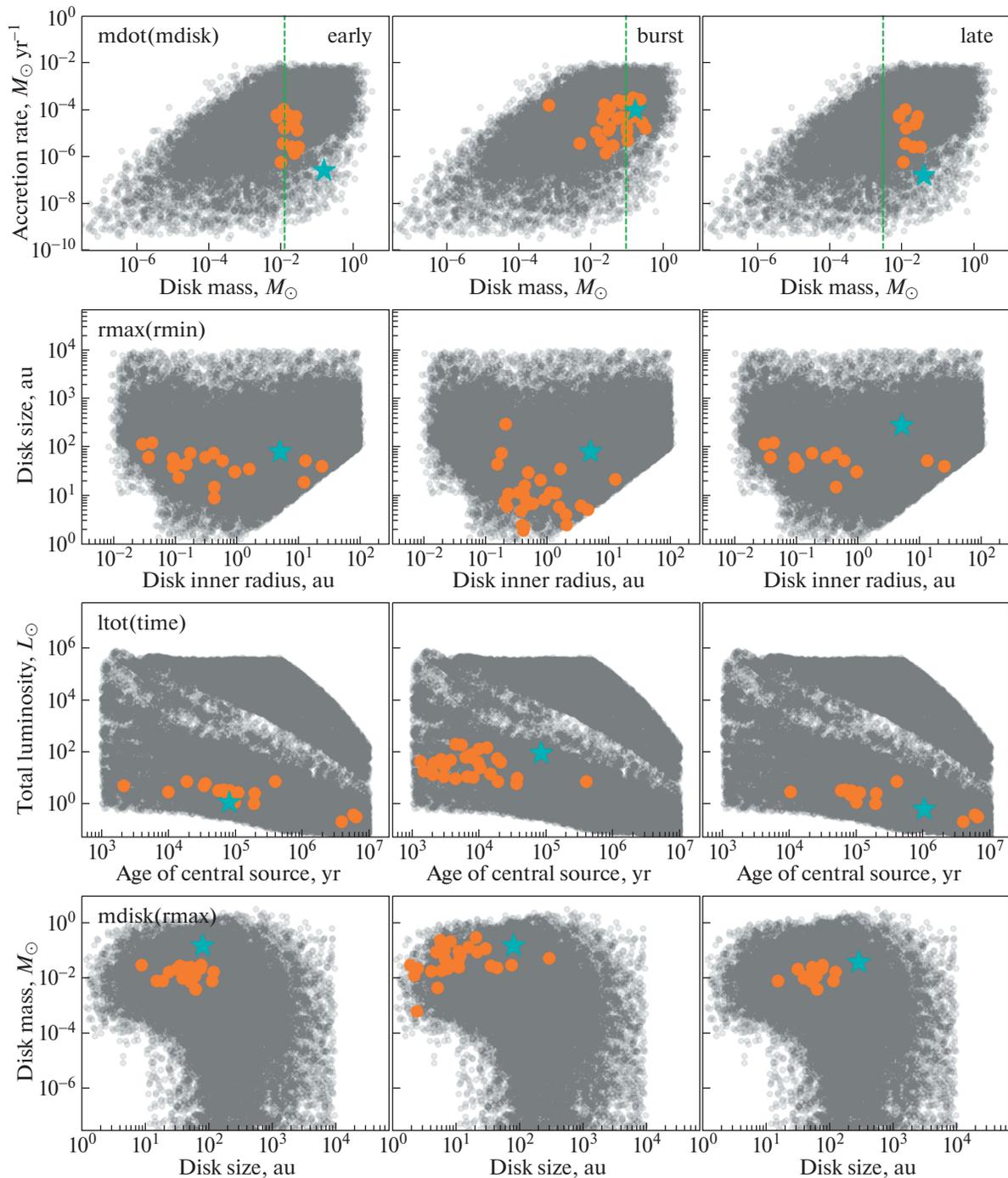
менологическая модель диска с 14 свободными параметрами, среди которых характеристики звезды (масса, радиус, температура), параметры оболочки (температура падения вещества из оболочки на диск, внешний радиус) и параметры самого диска (масса, границы, темп аккреции, геометрические характеристики). Программа осуществляет поиск наиболее близких спектров на основе предрасчитанной сетки моделей, насчитывающей ~20 тыс. моделей и охватывающей широкий набор звездных объектов (массой от 0.1 до 50  $M_{\odot}$ ) на различных этапах их эволюции — от самых ранних (с возрастом порядка нескольких тысяч лет) до 10 млн. лет. Для каждой из моделей введено по 10 углов наклона к оси наблюдения. Таким образом, общее число спектров соответствует ~200 тыс. В наших расчетах мы не исследовали влияние угла наклона на точность восстановления параметров и поэтому предполагаем, что ось диска направлена к наблюдателю. Отметим, что на ранних фазах эволюции диск должен быть окружен протяженной оболочкой, которая затеняет диск даже в полярном направлении. При моделировании спектрального распределения энергии с помощью RADMC-3D этот эффект нами не учитывался.

Подгонка спектрального распределения энергии производится на определенных длинах волн. Для этого в SED-Fitter используется система фильтров. Фильтры могут быть аналогичны используемым в телескопах при реальных наблюдениях, а также монохроматическими. В работе задействован набор монохроматических фильтров для длин волн, согласующихся с набором частот, использованных в расчетах RADMC-3D. Тем не менее такое согласование несколько сокращает количество точек, участвующих в под-

гонке, поскольку наборы длин волн, использованные в RADMC-3D и доступные в базе моделей SED-Fitter, различаются. В итоге из 150 частот, использованных в расчете переноса излучения и модельных диаграмм, при подгонке были использованы 70.

В ходе подгонки алгоритмом SED-Fitter было отобрано от 17 до 48 (в зависимости от модели) близких спектральных распределений энергии для каждого исходного спектра. Результаты подгонки представлены на рис. 8. Как и следовало ожидать, поток излучения от диска во время вспышки ощутимо выше во всем спектре. В модели проэволюционировавшего диска ( $t = 1$  млн. лет), в среднем, поток ниже, чем для молодого спокойного диска; в нем также заметно некоторое уплощение максимума в сторону длинноволновой области по сравнению с молодым диском. Последнее связано с увеличением размеров диска: диск перехватывает больше излучения от звезды, однако, температура внешних областей меньше, что выражается в появлении дополнительно низкочастотного излучения.

По результатам подгонки были определены все 14 параметров системы, среди которых мы выделили шесть наиболее интересующих нас: масса диска, темп аккреции на звезду, внешняя и внутренняя границы диска, полная светимость звезды и возраст системы. Восстановленные и исходные параметры системы представлены на рис. 9. Видно, что массы дисков, полученные в ходе подгонки SED-Fitter, систематически ниже, чем исходные значения, особенно в моделях без вспышки ( $t = 81$  тыс. лет и  $t = 1$  млн. лет). Также в моделях без вспышки значения темпов аккреции на несколько порядков величин выше исходных. В то



**Рис. 9.** Исходные параметры модели диска и восстановленные параметры с помощью комплекса “SED-fitter”. Левый, средний и правый столбцы соответствуют моделям 81 тыс. лет, 83 тыс. лет и 1 млн. лет. Первый ряд показывает соответствие параметров в плоскости “темп аккреции–масса диска”; второй ряд: “внешняя граница диска–внутренняя граница диска”; третий ряд: “светимость звезды–возраст системы”; четвертый ряд: “масса диска–внешняя граница диска”. Оранжевым цветом обозначены модели с наиболее близкими спектральными распределениями энергии, полученные во время процесса подгонки. Синие звездочки соответствуют данным, самосогласованно полученным в ходе гидродинамического моделирования. Зеленые штриховые линии в верхнем ряду соответствуют массам, рассчитанным согласно выражению (11). Серые точки – полный набор моделей в использованном каталоге SED-Fitter.

же время для модели со вспышкой ( $t = 83$  тыс. лет) SED-Fitter хорошо воспроизводит исходные массу диска и темп аккреции. Систематическую не-

дооценку масс дисков мы получили не только при подгонке спектров, но и при расчете масс с помощью выражения (11). Результаты расчетов масс по

формуле (11) нанесены на верхний ряд панелей зелеными штриховыми линиями и отличаются от реальных данных в меньшую сторону. Как уже было отмечено выше, это, очевидно, связано с ограничениями формулы (11), в частности, с предположением об оптически тонком диске.

Радиальные размеры дисков, как следует из второго ряда рис. 9, восстанавливаются относительно неплохо для моделей без вспышки, хотя и с некоторой недооценкой. В то же время наблюдается значительный разброс размера диска для модели со вспышкой, что не позволяет судить о его надежном определении. Восстановленные значения внутренней границы диска во всех случаях имеют широкий разброс и не соответствуют данным исходных моделей.

Светимость звезды вполне успешно восстановлена для всех моделей диска (см. третий ряд рис. 9). Несмотря на небольшие отклонения, основная часть наилучших моделей сконцентрирована достаточно близко к реальным показателям светимости. О возрасте системы, напротив, достаточно трудно судить, исходя из данных, полученных в ходе подгонки спектров.

Нижний ряд рис. 9 иллюстрирует результаты восстановления параметров в пространстве: “масса диска—размер диска”. Эти параметры можно считать важнейшими наблюдательными характеристиками протозвездных дисков. Видно, что в рамках комплекса SED-Fitter не удается надежно восстановить оба параметра одновременно.

На основе полученных результатов можно утверждать, что комплекс SED-Fitter позволил относительно неплохо восстановить только часть исходных параметров модельного протопланетного диска. Основными причинами расхождений между входными и восстановленными параметрами диска являются, очевидно, различия между моделями диска, используемыми для генерации спектра и для его восстановления. Кроме того, как было отмечено в работе [31], задача о восстановлении параметров диска является вырожденной, т.е. различные особенности протопланетных систем могут проявляться на диаграммах спектрального распределения энергии одинаково. Все это свидетельствует о необходимости использования пространственно разрешенных наблюдений дисков в различных спектральных диапазонах, анализ которых должен осуществляться на базе физически согласованных моделей диска.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

К настоящему времени исследования протопланетных дисков достигли значительных успехов благодаря улучшению теоретических моделей, развитию численных методов и растущей вычислительной мощности. Огромный скачок

произошел также в наблюдательных методах. Несомненно, теоретическое моделирование и средства наблюдения получают интенсивное развитие в будущем. Однако сопоставление результатов моделирования с наблюдательными данными требует проведения сложной работы. Представленное исследование является примером разработки связи между детальной динамической моделью протопланетного диска и ее прямыми наблюдательными проявлениями. Основные результаты, полученные в ходе этой работы, можно выделить следующим образом:

- Проиллюстрирован полный путь от теоретического моделирования протопланетной системы в двумерном приближении тонкого диска до получения трехмерных синтетических наблюдательных изображений и спектральных распределений энергии. Это позволит проводить прямое сравнение данной модели с наблюдениями. Показаны особенности синтетических наблюдательных проявлений молодых, гравитационно неустойчивых дисков во внедренной фазе, диска во время аккреционной вспышки светимости и проэволюционировавшего диска.

- Продемонстрированы различия в тепловой структуре диска, полученной в гидродинамическом моделировании и в вычислениях трехмерным кодом переноса излучения RADMC-3D. Показан вклад различных механизмов нагрева в диске. В молодых дисках важным источником нагрева во внутренних оптически толстых областях диска является вязкий нагрев. Другим существенным источником нагрева в неоднородных структурах диска может являться адиабатический нагрев сжатием (ударные волны). Однако учет внутренних источников нагрева в расчете переноса излучения с помощью RADMC-3D приводит к многократному повышению вычислительного времени. Это ведет к необходимости разработки и использованию специализированных алгоритмов расчета переноса излучения.

- С помощью простых методов, используемых при анализе реальных наблюдений, рассчитаны физические параметры модельных протопланетных дисков на основе его синтетических наблюдений. Продемонстрировано, что для рассмотренных дисков использование предположения о том, что они являются оптически тонкими, имеют среднюю температуру и постоянное отношение массы пыли к массе газа, ведет к фактической недооценке их масс. Использование метода подгонки спектрального распределения энергии позволяет относительно неплохо оценить отдельные параметры диска (размеры, светимость, в некоторых случаях — массу). Однако задача о восстановлении параметров является вырожденной, что вносит существенный разброс в определенные параметры дисков. Поэтому сравнение модели с

наблюдениями целесообразнее проводить в терминах пространственно-разрешенных наблюдений дисков в различных спектральных диапазонах.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 19-32-50146). Э. В. благодарит за поддержку Министерство науки и высшего образования Российской Федерации, государственное задание в области науки № ВнГр/2020-03-ИФ, Южный федеральный университет, 2020.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *J. B. Pollack, O. Hubickyj, P. Bodenheimer, J. J. Lissauer, M. Podolak, and Y. Greenzweig*, *Icarus* **124**, 62 (1996).
2. *A. P. Boss*, *Astrophys. J.* **599**, 577 (2003).
3. *E. I. Vorobyov*, *Astron. and Astrophys.* **552**, id. A129 (2013), arXiv:1302.1892 [astro-ph.EP].
4. *S. Nayakshin*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **408**, L36 (2010), arXiv:1007.4159 [astro-ph.EP].
5. *A. C. Boley, T. Hayfield, L. Mayer, and R. H. Durisen*, *Icarus* **207**, 509 (2010), arXiv:0909.4543 [astro-ph.EP].
6. *J. P. Williams and L. A. Cieza*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **49**, 67 (2011), arXiv:1103.0556 [astro-ph.GA].
7. *J. R. Najita, S. E. Strom, and J. Muzerolle*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **378**, 369 (2007), arXiv:0704.1681 [astro-ph].
8. *L. A. Cieza, M. R. Schreiber, G. A. Romero, M. D. Mora, et al.*, *Astrophys. J.* **712**, 925 (2010), arXiv:1001.4825 [astro-ph.GA].
9. *C. J. Lada*, in *Star Forming Regions*, edited by M. Peimbert and J. Jugaku, *IAU Symp.* **115**, 1 (1987).
10. *S. V. W. Beckwith, A. I. Sargent, R. S. Chini, and R. Guesten*, *Astron. J.* **99**, 924 (1990).
11. *E. I. Chiang and P. Goldreich*, *Astrophys. J.* **490**, 368 (1997), arXiv:astro-ph/9706042.
12. *P. Woitke*, in *Summer School – Protoplanetary Disks: Theory and Modeling Meet Observations*, edited by I. Kamp, P. Woitke, and J. D. Ilee, *EPJ Web of Conferences*, **102**, id. 00007 (2015).
13. *C. R. O'dell and Z. Wen*, *Astrophys. J.* **436**, 194 (1994).
14. *H. Avenhaus, S. P. Quanz, A. Garufi, S. Pérez, et al.*, *Astrophys. J.* **863**, id. 44 (2018), arXiv:1803.10882 [astro-ph.SR].
15. *A. Dutrey, S. Guilloteau, G. Duvert, L. Prato, M. Simon, K. Schuster, and F. Menard*, *Astron. and Astrophys.* **309**, 493 (1996).
16. *S. M. Andrews, J. Huang, L. M. Pérez, A. Isella, et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **869**, id. L41 (2018), arXiv:1812.04040 [astro-ph.SR].
17. *M. Flock, J. P. Ruge, N. Dzyurkevich, T. Henning, H. Klahr, and S. Wolf*, *Astron. and Astrophys.* **574**, id. A68 (2015), arXiv:1411.2736 [astro-ph.EP].
18. *R. Dong, Z. Zhu, and B. Whitney*, *Astrophys. J.* **809**, id. 93 (2015), arXiv:1411.6063 [astro-ph.EP].
19. *P. Woitke, I. Kamp, S. Antonellini, F. Anthonioz, et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **131**, id. 064301 (2019), arXiv:1812.02741 [astro-ph.EP].
20. *E. I. Vorobyov, V. Akimkin, O. Stoyanovskaya, Y. Pavlyuchenkov, and H. B. Liu*, *Astron. and Astrophys.* **614**, id. A98 (2018), arXiv:1801.06898 [astro-ph.EP].
21. *E. I. Vorobyov and S. Basu*, *Astrophys. J.* **650**, 956 (2006), arXiv:astro-ph/0607118.
22. *E. I. Vorobyov and V. G. Elbakyan*, *Astron. and Astrophys.* **631**, id. A1 (2019), arXiv:1908.10589 [astro-ph.SR].
23. *E. I. Vorobyov, A. M. Skliarevskii, V. G. Elbakyan, Y. Pavlyuchenkov, V. Akimkin, and M. Guedel*, *Astron. and Astrophys.* **627**, id. A154 (2019), arXiv:1905.11335 [astro-ph.EP].
24. *V. G. Elbakyan, A. Johansen, M. Lambrechts, V. Akimkin, and E. I. Vorobyov*, *Astron. and Astrophys.* **637**, id. A5 (2020), arXiv:2004.00126 [astro-ph.EP].
25. *G. Lodato*, *New Astron. Rev.* **52**, 21 (2008).
26. *E. I. Vorobyov and Y. N. Pavlyuchenkov*, *Astron. and Astrophys.* **606**, id. A5 (2017), arXiv:1706.00401 [astro-ph.GA].
27. *K. Kornet, T. F. Stepinski, and M. Różyczka*, *Astron. and Astrophys.* **378**, 180 (2001).
28. *D. Semenov, T. Henning, C. Helling, M. Ilgner, and E. Sedlmayr*, *Astron. and Astrophys.* **410**, 611 (2003), arXiv:astro-ph/0308344.
29. *R. Dong, E. Vorobyov, Y. Pavlyuchenkov, E. Chiang, and H. B. Liu*, *Astrophys. J.* **823**, 141 (2016), arXiv:1603.01618 [astro-ph.SR].
30. *S. M. Andrews, K. A. Rosenfeld, A. L. Kraus, and D. J. Wilner*, *Astrophys. J.* **771**, 129 (2013), arXiv:1305.5262 [astro-ph.SR].
31. *T. P. Robitaille, B. A. Whitney, R. Indebetouw, and K. Wood*, *Astrophys. J. Suppl.* **169**, 328 (2007), arXiv:astro-ph/0612690.
32. *D. An, S. V. Ramírez, K. Sellgren, R. G. Arendt, et al.*, *Astrophys. J.* **736**, 133 (2011), arXiv:1104.4788 [astro-ph.GA].

УДК 524.38/524.3-14

## ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ V680 Mon – ЗАТМЕННОЙ ЗВЕЗДЫ С НАИВЫСШИМ ИЗВЕСТНЫМ ЭКСЦЕНТРИСИТЕТОМ

© 2021 г. И. М. Волков<sup>1,2,\*</sup>, А. С. Кравцова<sup>1,2,\*\*</sup>, Д. Хохол<sup>3,\*\*\*</sup>

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

<sup>2</sup> Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>3</sup> Астрономический Институт Словацкой Академии Наук, Татранская Ломница, Словакия

\*E-mail: hwp@yandex.ru

\*\*E-mail: kravts@yandex.ru

\*\*\*E-mail: chochol@ta3.sk

Поступила в редакцию 21.09.2020 г.

После доработки 06.10.2020 г.

Принята к публикации 07.10.2020 г.

Впервые получены высокоточные  $UBVRI(RI)c$  кривые блеска плохо исследованной затменной системы V680 Mon = GSC 748 218 ( $P = 8.54^d$ ,  $V = 10.02^m$ ). Найдены фотометрические решения, определены физические характеристики звезд-компонентов. Эксцентриситет орбиты оказался самым значительным для звезд данного класса,  $e = 0.613$ . Ориентация орбитального эллипса неблагоприятна для исследования движения линии апсид в системе,  $\omega = 357^\circ$ . Высокая точность наблюдений позволила определить надежные параметры системы:  $M_1 = 3.3 M_\odot$  (B7 V),  $M_2 = 1.8 M_\odot$  (A2 V). Возраст компонентов оценивается в 70 млн. лет. Фотометрический параллакс, определяемый из наших наблюдений,  $\pi = 0.00109(1)''$ , в два раза меньше значения, полученного в проекте GAIA DR1,  $\pi = 0.0025(9)''$ , которое, вероятно, ошибочно вследствие оптической двойственности объекта: V680 Mon имеет оптический спутник спектрального класса K3 V. Решения кривых блеска затменной системы указывают на значительную долю третьего света, соответствующего звезде спектрального класса A4 V. В моментах минимумов обнаружен световой эффект, указывающий на физическую связь звезды – источника третьего света – с затменной системой. Построена орбита третьего тела, соответствующая наблюдаемому эффекту, определены его параметры.

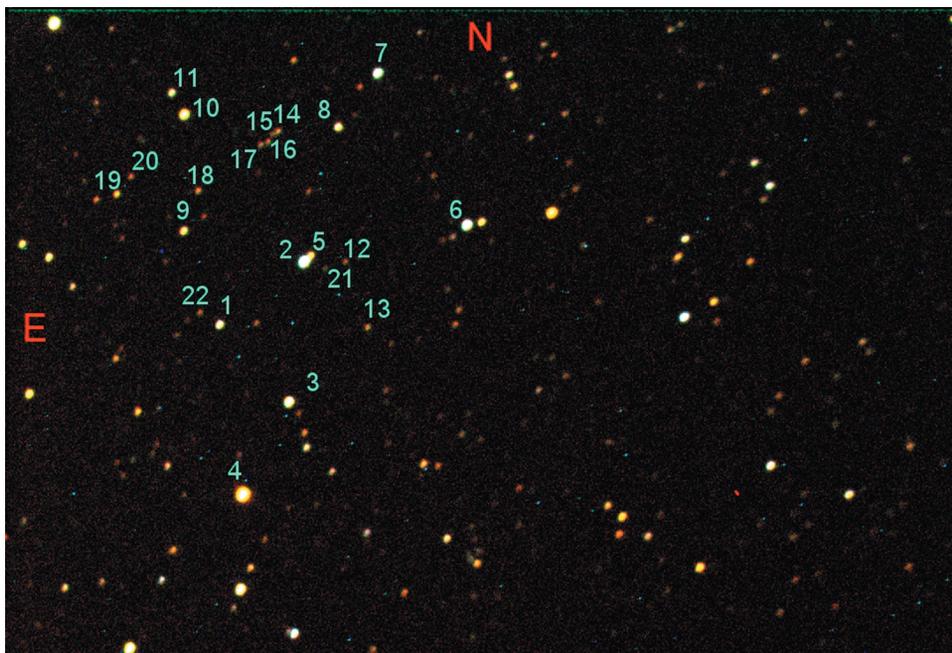
DOI: 10.31857/S0004629921020067

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Переменность V680 Mon = SVS 1025 = NSV 3323 была обнаружена Паренаго [1]. Он зафиксировал алголеподобные ослабления блеска, но период найден не был, поэтому вопрос о типе переменности остался открытым. Холопов [2] и Хоффмайстер [3] при просмотре коллекций пластинок Московской и Зоннебергской обсерваторий затмений не обнаружили. В каталоге переменных звезд (ОКПЗ) [4] тип переменности обозначен как RR Lyr и приведен период  $P = 0.4986^d$ , близкий к половине суток. В текущем издании каталога [5] величина периода не указана, но тип переменности остается RR Lyr.

Звезда наблюдалась в 1998 г. визуально Майером (R. Meyer) и с помощью ПЗС Кляйкампом (W. Kleikamp). Результаты этих исследований были представлены Дамом и Франком [6]. Майер заметил, что максимумы блеска, предсказываемые

эфемеридой ОКПЗ, наступают при одном и том же часовом угле наблюдений, т.е. найденный период сопряжен со звездными сутками. Майер высказал здравую мысль, что подобный тип переменности может быть индуцирован эффектом, который он назвал зависимостью сигнала к шуму измеряемого объекта от показателя цвета звезды, ведь исследуемый объект является голубым, в то время как окружающие звезды, которые придется использовать в качестве звезд сравнения, значительно более красные. Поэтому автоматический учет селективного поглощения света в атмосфере невозможен. Указав, что данный эффект ранее не был описан, он упустил тот факт, что найденная корреляция является ничем иным, как проявлением эффекта Форбса – рэлеевской селективностью атмосферы. Для иллюстрации на рис. 1 мы приводим цветную электронную фотографию исследуемой области. Данный эффект проявляется в том, что с ростом воздушной массы



**Рис. 1.** Карта окрестностей звезды V680 Mon (звезда 2). Размер по вертикали 13'. Обозначены номера звезд, величины которых приведены в табл. 2.

более голубая звезда будет слабее относительно красных звезд сравнения. Указав на связанную с эффектом Форбса ошибку в ранних наблюдениях V680 Mon, Майер, тем не менее, предположил медленные неправильные изменения блеска звезды с амплитудой до  $0.25^m$ . При этом из текста [6] непонятно, как именно учитывали эффект сами наблюдатели – Майер и Кляйкамп, если вообще учитывали, и не является ли обнаруженная ими переменность частично следствием того же самого эффекта. Указанная амплитуда заявленной переменности близка к глубине вторичного минимума звезды ( $0.2^m$ ), поэтому, возможно, Майер и Кляйкамп, делая разрозненные оценки блеска, случайно попадали на дно вторичного минимума или на нисходящую ветвь главного, тоже не очень глубокого ( $0.4^m$ ), минимума.

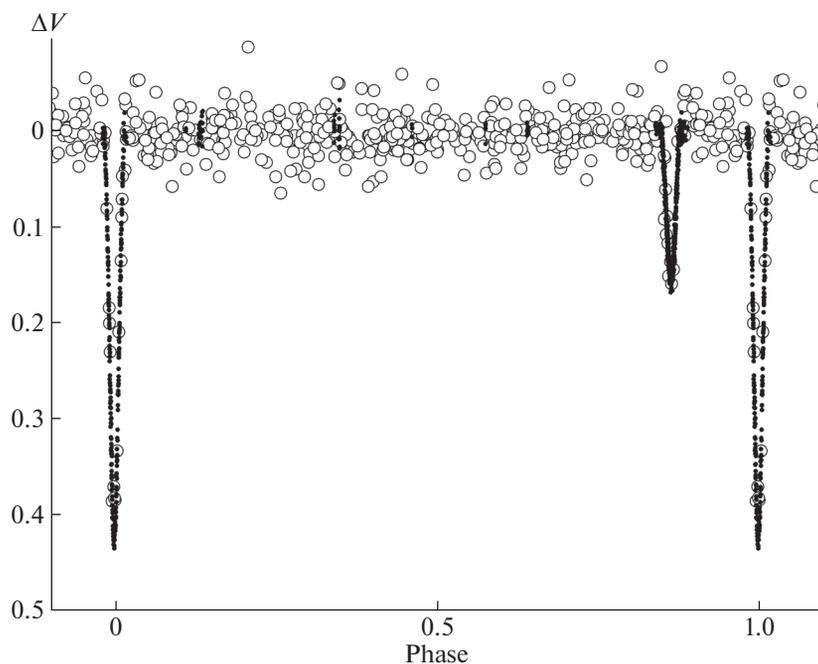
С появлением массовых фотометрических обзоров неба подлинную природу объекта удалось установить Отеро и др. [7]. Ими были использованы наблюдения ROTSE [8] и ASAS [9]. Тип переменности, предложенный Паренаго [1], подтвердился, звезда оказалась именно затменной переменной, но с сильно вытянутой эллиптической орбитой (фаза вторичного минимума равна 0.865). Фазовая кривая блеска представлена на рис. 2. Звезда была включена в каталоги затменных звезд с эксцентрическими орбитами [10, 11], в которые вошли данные из [7]. Наша наблюдательная программа [12] направлена в первую очередь на изучение затменных звезд с эксцентриче-

скими орбитами, поэтому V680 Mon была включена в список для наблюдений.

## 2. НАБЛЮДЕНИЯ И РЕДУКЦИЯ ДАННЫХ

Мы наблюдали звезду в течение двадцати ночей в 2008–2020 гг. Журнал наблюдений приводится в табл. 1, всего получено 3376 измерений в семи полосах системы *UBVRI(RI)c* Джонсона–Кузенса. Определенные трудности при наблюдениях возникли из-за наличия у звезды оптического спутника В на расстоянии  $10.9''$ , который на  $2.8^m$  в полосе *V* слабее компонента А, который и является собственно затменной переменной. При наблюдениях с длиннофокусными инструментами блеск компонента А измерялся в таких апертурах, в которых подсветка от спутника отсутствовала. Когда измерения проводились с короткофокусными приборами, апертура при обработке выбиралась максимально большой, чтобы измерять совокупный блеск визуально-двойной системы с последующим вычитанием блеска спутника. Точность измерений при этом падала, но не сильно. Блеск оптического компонента В был тщательно измерен относительно компонента А на плато с помощью длиннофокусных инструментов Цейсс-1000 и Цейсс-600 в ночи с хорошим качеством изображений,  $FWHM < 2''$ .

Инструментальные фотометрические системы всех приборов мы исследовали отдельно в ходе специальных наблюдений стандартных звезд, подобранных так, чтобы их показатели цвета значи-



**Рис. 2.** Фазовая кривая V680 Mon, построенная с начальной эпохой и периодом, найденными в данной работе. Наблюдения ROTSE и ASAS показаны большими кружками, наши наблюдения в полосе  $V$  — черными точками. Блеск звезды на плато принят равным нулю.

тельно отличались. Также были измерены стандартные звезды в скоплении М67, величины которых были взяты из [13, 14]. Инструментальные системы всех приборов, за исключением фотометрических полос  $U$  и  $B$ , реализованных на 50-см телескопе с помощью ПЗС-матрицы ST-10ХМЕ обсерватории в Старой Лесне, оказались достаточно близкими к полосам системы Джонсона—Кузенса, чтобы обеспечить надежный перевод инструментальных звездных величин в стандартные.

Мы использовали такую же методику наблюдений и редукиции данных, что и в предыдущих наших работах [15–20]. Особое внимание было уделено правильному учету селективности земной атмосферы, что обусловлено значительным отличием показателей цвета наблюдаемой звезды и звезд сравнения, об этом уже говорилось во Введении. В качестве основных звезд сравнения при наблюдениях с ПЗС использовались звезды GSC 748 519 (№ 1), GSC 748 816 (№ 3), GSC 748 29 (№

**Таблица 1.** Журнал наблюдений

Год	Юлианская дата 2400000 + ...	$N$	Полоса	Телескоп и приемная аппаратура
2008	54782	84	$UBV Rc$	Цейсс-600, Словакия, ФЭУ Hamamatsu R2949S
2009	54937, 941, 942	214	$UBV Rc Ic$	50 см Ньютон, Словакия, ST-10ХМЕ
2010	55270	385	$UBV RI$	Цейсс-1000, Симеиз, ИНАСАН, VersArray 512UV
2010	55273, 465, 482	577	$UBV RI$	Цейсс-600, Симеиз, ИНАСАН, VersArray 512UV
2011	55636	405	$UBV RIRc$	Цейсс-1000, Симеиз, ИНАСАН, VersArray 512UV
2011	55877	22	$V Rc Ic$	15 см Максутов, Словакия, ST-10ХМЕ
2013	56573, 575, 577	106	$UBV$	Цейсс-600, Симеиз, ИНАСАН, ФЭУ ЕМ1 9789
2014	56747	51	$V$	60/170 мм фотообъектив, Словакия, ST-10ХМЕ
2017	57796	423	$V$	Цейсс-1000, Симеиз, ИНАСАН, FLI PL09000
2019	58556	185	$UBV RI$	Цейсс-600, Симеиз, ИНАСАН, VersArray 512UV
2020	58889, 950	561	$UBV RI$	Цейсс-600, Симеиз, ИНАСАН, VersArray 512UV
2020	58906, 967	513	$UBV Rc Ic$	Цейсс-1000, Симеиз, ИНАСАН, FLI PL09000

Примечание.  $N$  — Количество измерений. В 4-м столбце “Полоса” приведены спектральные полосы пропускания, в которых были получены наблюдения.

б), данные о них можно найти в табл. 2, а номера соответствуют номерам на карте окрестностей переменной на рис. 1. Какая именно звезда была использована в конкретную ночь, зависело от поля зрения фотометра. Предпочтение отдавалось звездам, расположенным как можно ближе к переменной, и имеющим минимальные показатели цвета  $B - V$ . Если несколько указанных звезд попадали в кадр одновременно, то при обработке проверялось постоянство их блеска. Полученные в разные ночи и на разных инструментах разности блеска отличались после исправления за инструментальные системы не более чем на  $\pm 0.01^m$ . В таких пределах блеск звезд сравнения и блеск переменной на плато можно считать постоянным.

Экспозиции зависели от величины сигнала в каждой из фотометрических полос и составляли от 80 с в  $U$ , где сигнал наименьший, до 2 с в  $R$ , где величина сигнала была максимальной. При столь коротких экспозициях даже на телескопе с диаметром зеркала 1 м заметны мерцания звезд, что значительно ухудшает точность фотометрических измерений. В таком случае записывалась цепочка кадров с суммарной экспозицией более 10 с для телескопов с апертурой 0.5–1.0 м, и несколько минут в случае небольших инструментов. При дальнейшей обработке эта серия считалась одним измерением, усреднялась, для нее находилась статистическая ошибка. Данные о средней статистической точности измерений в каждой из фотометрических полос можно найти в последней строке таблицы с параметрами системы (см. ниже).

Звездные величины переменной вне затмений (на плато) были получены привязкой с помощью  $UBV$ -фотометра к специально подобранной по показателю цвета и угловому расстоянию звезде сравнения. Эти калибровочные измерения были выполнены в три последовательные ночи в октябре 2013 г. при исключительно стабильной прозрачности атмосферы. Коэффициенты прозрачности для получения заатмосферных величин звезд по методу, описанному в [21], были определены из наблюдений стандартных звезд, которые измерялись на протяжении всей ночи при сильно меняющихся воздушных массах. Метод [21] был изменен в том смысле, что измерялись не одновременно две стандартные звезды, находящиеся на сильно отличающихся воздушных массах, а несколько стандартных звезд на одной воздушной массе, но измерения шли в течение всей ночи, и воздушная масса менялась по мере восхода или захода наблюдаемой области. Если удавалось подобрать одинаковые коэффициенты прозрачности для всей ночи, при которых вынесенные за атмосферу величины стандартных звезд отличались не более чем на  $\pm 0.01^m$  в каждой из фотомет-

рических полос, то такая ночь считалась подходящей для привязок. Указанные меры позволили добиться высокой точности в каждой из привязок. В качестве звезды сравнения была использована звезда HD 51104, находящаяся на удалении  $59'$  от переменной и имеющая с ней почти идентичные показатели цвета, ее величины приведены в табл. 3. Попутно измерялась значительно более красная звезда HD 51074. Величины этих звезд были взяты из каталога ГАИШ [22]. Приводимые в этом каталоге ультрафиолетовые величины  $W$  мы пересчитали в стандартную систему  $U$ . Использование более красной контрольной звезды решало несколько задач. Во-первых, мы получали возможность в реальном времени контролировать спектральную селективность атмосферы, а во-вторых, полученные нами инструментальные величины звезды HD 51074 относительно принятых из каталога ГАИШ величин HD 51104 позволили осуществить максимально точный перевод наблюдаемых инструментальных величин в стандартную систему Джонсона, замкнув показатели цвета  $B - V$  исследуемого объекта между двумя звездами-реперами.

Дополнительные данные о величинах и показателях цвета V680 Mon были получены при наблюдениях с полуавтоматическим  $UBV(R)c$  фотометром с фотоумножителем Hamamatsu R2949S в Старой Лесне на телескопе Цейсс-600 в ноябре 2008 г. Это были наши самые первые наблюдения объекта. Размер диафрагмы фотометра не позволял измерить V680 Mon отдельно от ее оптического спутника. Обе звезды измерялись вместе относительно стандартной звезды HD 51104. Дальнейшие наши измерения с длиннофокусными инструментами с помощью ПЗС-матриц позволили весьма точно измерить блеск оптического спутника и исключить его блеск из измерений. Полученные данные отлично совпали с измерениями 2013 г. и вошли в средние значения величин переменной на плато.

Так как в каталоге [22] нет данных об инфракрасных величинах звезд  $I$ , и к тому же наш фотометр с фотоумножителем не чувствителен к полосам  $R$  и  $I$ , мы провели дополнительные измерения с помощью фотометра на базе ПЗС-матрицы VersArray 512UV и телескопа Цейсс-600 ИНАСАН в Симеизе. Для калибровки была использована область рассеянного скопления M67, звездные величины стандартов в которой были взяты из [14]. Используемые звездные величины звезд сравнения, усредненные величины переменной, ее оптического спутника и основного ПЗС-стандарта представлены в табл. 3.

Недостающие величины в системе Кузенса,  $(RI)c$  получены привязкой на обсерватории в Старой Лесне на телескопе Ньютон 50 см с ПЗС-матрицей ST-10XME и набором светофильтров,

Таблица 2. Величины звезд в окрестности V680 Mon

Номер	<i>U</i>	<i>B</i>	<i>V</i>	<i>R</i>	<i>I</i>	<i>U – B</i>	<i>B – V</i>	<i>V – R</i>	<i>R – I</i>	Имя
1	13.045	12.967	12.360	11.844	11.575	0.078	0.607	0.516	0.269	GSC 748 519
	0.010	0.015	0.013	0.011	0.005	0.018	0.020	0.017	0.012	
3	12.254	12.039	11.297	10.684	10.335	0.215	0.741	0.614	0.349	GSC 748 816
	0.009	0.004	0.003	0.004	0.005	0.010	0.005	0.005	0.006	
4	13.000	11.428	9.733	8.064	6.841	1.572	1.695	1.669	1.223	GSC 748 718
	0.051	0.003	0.008	0.020	0.073	0.051	0.008	0.016	0.076	
6	11.373	11.413	11.076	10.753	10.582	–0.040	0.337	0.323	0.172	GSC 748 29
	0.009	0.004	0.003	0.004	0.005	0.010	0.005	0.005	0.006	
7	11.708	11.796	11.391	11.038	10.840	–0.088	0.405	0.353	0.198	GSC 752 780
	0.036	0.014	0.018	0.013	0.016	0.039	0.023	0.022	0.021	
8	13.439	13.258	12.655	12.109	11.810	0.181	0.603	0.546	0.299	GSC 748 644
	0.020	0.015	0.015	0.013	0.020	0.025	0.021	0.020	0.024	
9	14.329	13.663	12.727	11.945	11.494	0.666	0.936	0.783	0.450	GSC 748 199
	0.030	0.011	0.010	0.017	0.009	0.032	0.015	0.020	0.019	
10	14.240	12.720	11.371	10.289	9.625	1.520	1.349	1.082	0.664	GSC 748 362
	0.025	0.015	0.014	0.012	0.007	0.029	0.021	0.018	0.014	
11	13.596	13.506	12.858	12.278	12.008	0.090	0.648	0.580	0.270	GSC 748 1402
	0.000	0.000	0.019	0.000	0.000	0.000	0.019	0.019	0.000	
12	15.169	15.168	14.580	14.011	13.702	0.002	0.588	0.569	0.309	GSC 748 928
	0.090	0.019	0.023	0.039	0.029	0.092	0.030	0.045	0.049	
13	14.798	14.744	14.125	13.544	13.211	0.055	0.618	0.582	0.332	GSC 748 928
	0.044	0.022	0.016	0.032	0.022	0.049	0.027	0.036	0.039	
14	14.744	14.722	14.095	13.562	13.244	0.022	0.627	0.532	0.318	GSC 748 38
	0.064	0.044	0.016	0.019	0.025	0.078	0.047	0.025	0.031	
15	15.456	15.417	14.817	14.332	14.005	0.038	0.601	0.485	0.327	GSC 748 97
	0.043	0.065	0.050	0.031	0.029	0.078	0.082	0.059	0.042	
16	15.220	15.124	14.442	13.935	13.618	0.096	0.682	0.508	0.317	GSC 748 97
	0.122	0.049	0.060	0.033	0.015	0.131	0.077	0.068	0.036	
17	14.851	14.863	14.423	13.954	13.693	–0.012	0.440	0.469	0.261	GSC 748 97
	0.069	0.022	0.014	0.016	0.013	0.072	0.026	0.021	0.021	
18	15.795	15.070	14.093	13.235	12.717	0.725	0.977	0.858	0.518	GSC 748 97
	0.178	0.048	0.042	0.006	0.021	0.184	0.064	0.042	0.022	
19	15.248	14.462	13.487	12.646	12.143	0.786	0.975	0.841	0.503	GSC 748 97
	0.039	0.033	0.039	0.022	0.020	0.051	0.051	0.045	0.030	
20	16.226	15.556	14.464	13.603	13.108	0.669	1.093	0.861	0.495	GSC 748 97
	0.236	0.058	0.023	0.021	0.020	0.243	0.062	0.031	0.029	
21	16.183	15.896	15.303	14.644	14.400	0.286	0.593	0.659	0.244	GSC 748 97
	0.179	0.044	0.060	0.030	0.043	0.184	0.074	0.067	0.052	
22	16.057	15.566	14.602	13.810	13.373	0.491	0.964	0.792	0.437	GSC 748 97
	0.094	0.033	0.025	0.015	0.040	0.100	0.041	0.029	0.043	

**Таблица 3.** Звездные величины V680 Mon на плато, фотоэлектрического и ПЗС-стандартов в системе Джонсона–Кузенса

Звезда	$V$	$U - B$	$B - V$	$V - Rc$	$V - R$	$Rc - Ic$	$R - I$	Примечание
V680 Mon A	10.011	-0.332	0.016	0.033	0.075	0.021	-0.018	Переменная, плато
	0.003	0.002	0.003	0.010	0.014	0.022	0.029	
V680 Mon B	12.786	0.739	0.990	0.545	0.849	0.482	0.478	Оптический спутник
	0.011	0.026	0.014	0.021	0.011	0.023	0.006	
HD 51104	5.901	-0.368	-0.090	—	-0.058	—	—	ФЭУ-стандарт, [25]
	0.004	0.008	0.004	—	0.004	—	—	
HD 64854	9.397	-0.729	-0.156	-0.060	—	-0.081	—	ПЗС-стандарт, [26]
	0.001	0.001	0.001	0.001	—	0.001	—	
M67, 156*	10.99	0.090	0.110	—	0.160	—	0.020	ПЗС-стандарт, [17]
	0.005	0.010	0.005	—	0.005	—	0.005	
M67, 136*	11.31	0.140	0.630	—	0.560	—	0.350	ПЗС-стандарт, [17]
	0.005	0.010	0.005	—	0.005	—	0.005	

Примечание. \* Номера звезд в M67 соответствуют нумерации из [16].

реализующим систему  $UBV(RI)c$ . Привязка сделана к стандартным звездам HD 64854 и HD 64887 из списка Ландольта [23]. Попутно были получены и величины  $U, B, V$ , из которых была использована только величина  $V$ . Измерения в  $U$  и  $B$  получены качественные, но коэффициенты пересчета в стандартную систему для этого фотометра очень значительные, в  $B$  он равен примерно 0.17 и не совсем линеен, а для  $U$ , особенно для покрасненных звезд, линейный перевод просто невозможен. При переводе в стандартную систему с учетом нелинейности величины  $U$  и  $B$ , тем не менее, отклонились от измерений, полученных с помощью других приборов, на величины более  $0.04^m$  и были исключены из усреднения.

Всего мы получили наблюдения в пяти главных и девяти вторичных минимумах. Наблюдения в разные ночи показывают немного отличающиеся уровни внезатменного блеска. Для приведения внезатменного блеска звезды к одному уровню в ходе решения кривых блеска были определены ночные поправки, составившие не более  $\pm 0.017^m$  от среднего значения во всех наблюдательных полосах, за исключением  $U$ , где они доходили до  $\pm 0.026^m$ . Ночные поправки учтены в таблицах наблюдений, приведенных в Приложении к данной статье в электронном виде, образец представлен в табл. 4.

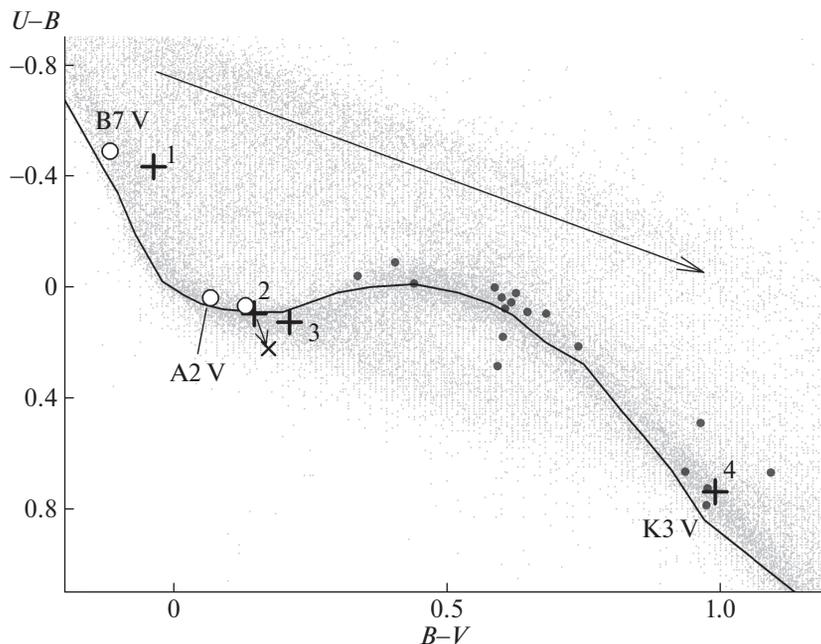
Вход в один из главных минимумов был получен нами с помощью совсем небольшой апертуры, в качестве которой выступил фотографический объектив диаметром 60 мм и фокусным расстоянием 170 мм. Наблюдения проведены только в полосе  $V$ , экспозиции составили 40 с и были усреднены по 4–5 штук. Для учета фотометрической ошибки поля, которую при данных измере-

ниях не удавалось устранить обычными для ПЗС-наблюдений измерениями плоских полей, в качестве звезд сравнения при обработке программой Maxim DL были взяты 6 звезд, окружающих переменную со всех сторон и находящихся от нее ближе  $21'$ . Столь короткое фокусное расстояние не позволяет измерить звезду отдельно от оптического спутника, блеск его вычтен при обработке. В результате всех принятых мер точность отдельной точки при наблюдениях с линзовым объективом оказалась  $0.0078^m$ , что соответствует точности измерений с телескопом апертурой 1 м. Следует признать опыт использования небольшой апертуры удачным, хотя он и требует особых мер предосторожности, полученные данные обязательно следует проконтролировать измерениями на более крупных инструментах.

Используя блеск переменной на плато в качестве вторичного стандарта с помощью ПЗС-матрицы VersArray 512UV, чувствительной к ультрафиолетовому излучению, и телескопа Цейсс-600 Симеизской обсерватории ИНАСАН, мы измерили величины  $UBVRI$  звезд поля в области  $6' \times 6'$  вокруг V680 Mon. Для измерения были выбраны все звезды, для которых отношение сигнала к шуму в полосе  $U$  обеспечивало бы точность не хуже  $\pm 0.2^m$ . Таких звезд, включая и те, которые использовались в качестве звезд сравнения, измерено 20.

**Таблица 4.** Таблица индивидуальных наблюдений

$JD_{hel}$	$U$
2454782.56682	9.757
2454782.56993	9.744
2454782.57303	9.758
2454782.57768	9.742



**Рис. 3.** Двухцветная диаграмма  $U - B$ ,  $B - V$ . Крестиками с цифрами показано положение всех компонентов системы: 1 – главный компонент, 2 – вторичный, 3 – третий свет, 4 – оптический спутник. Большими белыми кружками показано положение компонентов после исправления за межзвездное покраснение. Сплошная линия показывает положение нормальных показателей цвета звезд пятого класса светимости согласно [24]. Стрелкой обозначено направление линии межзвездного покраснения. Обозначены спектральные классы компонентов. Облако точек – данные фотоэлектрического каталога [25]. Черные кружки – положение звезд из ближайшей окрестности переменной. Косым крестом с направленной к нему стрелкой обозначено положение вторичного компонента, если при решении кривых блеска искусственно приравнять третий свет нулю.

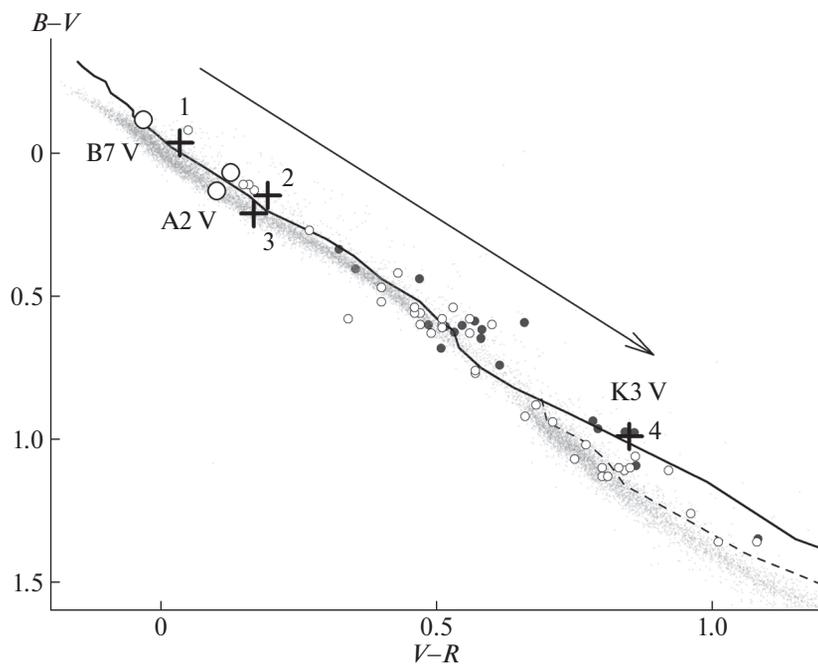
Их величины приведены в табл. 2. Самая слабая из этих звезд имеет величину  $U = 16.2$ . Полученные данные были использованы для исследования межзвездного поглощения в направлении V680 Mon. Из рис. 3–5 видно, что межзвездное поглощение для звезд области не противоречит принятому для V680 Mon значению.

Все индивидуальные измерения переменной приведены в электронном Приложении к данной статье, образец которого представлен в табл. 4. В ней последовательно приведены индивидуальные измерения во всех полосах  $U$ ,  $B$ ,  $V$ ,  $R_c$ ,  $R$ ,  $I_c$ ,  $I$ . В первом столбце представлена Юлианская гелиоцентрическая дата наблюдения, отнесенная к середине экспозиции, во втором – звездная величина объекта, исправленная за атмосферную экстинкцию, редуцированная в стандартную систему  $UBVRI(RI)c$  Джонсона–Кузенса. Небольшие ночные поправки, полученные при окончательном решении кривых блеска, также учтены. Усредненные величины звезд окрестности представлены в табл. 2. В первом столбце стоит номер звезды, соответствующий прилагаемой карте окрестности на рис. 1 (север вверху, восток слева), затем идут звездные величины  $U$ ,  $B$ ,  $V$ ,  $R$ ,  $I$  и показатели цвета  $U - B$ ,  $B - V$ ,  $V - R$ ,  $R - I$ . Под каждой строкой с величинами идет строка с

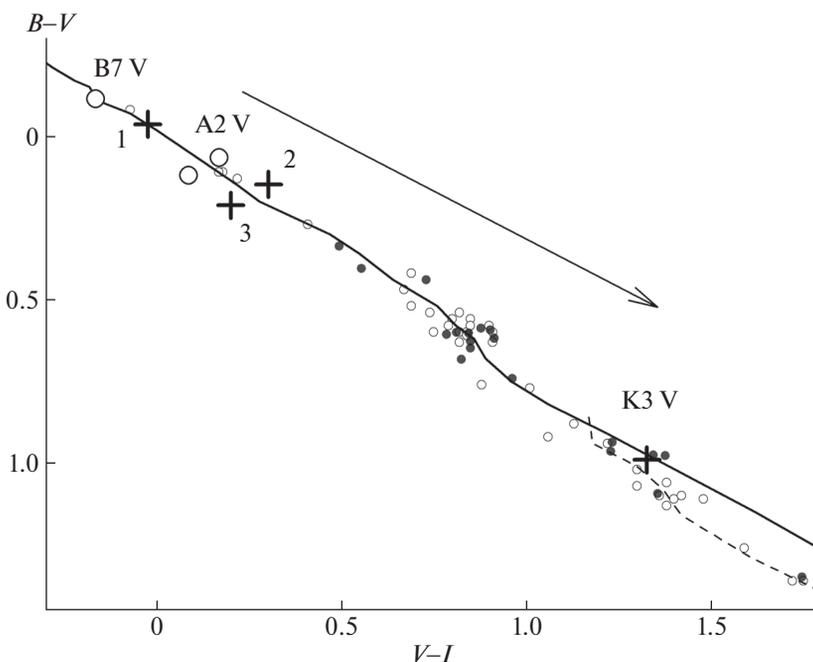
ошибками. В последнем столбце указан, если есть, GSC-номер звезды.

### 3. МЕЖЗВЕЗДНАЯ ЭКСТИНКЦИЯ И ТЕМПЕРАТУРА КОМПОНЕНТОВ

Для определения температуры используются показатели цвета  $B - V$ , исправленные за влияние межзвездного покраснения. V680 Mon находится довольно близко к Галактическому экватору,  $b = 6^\circ$ , поэтому межзвездное поглощение, скорее всего, отлично от нуля. Для его исследования воспользуемся двухцветной диаграммой  $U - B$ ,  $B - V$ , представленной на рис. 3. Из графика видно, что положение V680 Mon соответствует не слишком сильно покрасненной звезде спектрального класса V7, и что многие звезды в окрестности также покраснены. Положение переменной на двухцветной диаграмме не допускает неоднозначного толкования, как это бывает, если звезда попадает в область перегиба графика в районе спектральных классов A5–F5. Использовать для начальной точки отсчета при проведении линии межзвездного покраснения показатели цвета компонента A было бы ошибкой. В блеске звезды присутствует значительная доля третьего света, которая влияет на наблюдаемые значения показателей цвета. Забежим немного вперед и вос-



**Рис. 4.** Двухцветная диаграмма  $B - V$ ,  $V - R$ . Крестиками с цифрами показано положение компонентов V680 Mon. Большие белые кружки показывают положение компонентов после исправления за межзвездное покраснение. Сплошная линия – положение нормальных показателей цвета звезд пятого класса светимости, штриховая линия – то же, но для звезд третьего класса светимости согласно [24]. Стрелкой обозначено направление линии межзвездного покраснения. Указаны спектральные классы компонентов. Черные кружки – положение звезд из ближайшей окрестности переменной. Небольшие белые кружки – данные для M67 согласно [14]. Облако точек – данные фотозлектрического каталога ГАИШ [22].



**Рис. 5.** Двухцветная диаграмма  $B - V$ ,  $V - I$ . Крестиками с цифрами показано положение компонентов V680 Mon. Большие белые кружки – положение компонентов после исправления за межзвездное покраснение. Сплошная линия показывает положение нормальных показателей цвета звезд пятого класса светимости, штриховая линия – то же, но для звезд третьего класса светимости согласно [24]. Стрелкой обозначено направление линии межзвездного покраснения. Указаны спектральные классы компонентов. Черные кружки – положение звезд из ближайшей окрестности переменной. Небольшие белые кружки – данные для M67 согласно [14].

Таблица 5. Фотометрические элементы V680 Mon в полосах *UBV RcRc I*

Параметр	<i>U</i>	<i>B</i>	<i>V</i>	<i>Rc</i>	<i>R</i>	<i>Ic</i>	<i>I</i>
$r_1$	0.0780(13)	0.0799(3)	0.0788(2)	0.0776(7)	0.0806(3)	0.074(14)	0.0810(4)
$r_2$	0.0480(9)	0.0506(8)	0.0507(4)	0.0524(10)	0.0501(7)	0.053(25)	0.0487(9)
$i^\circ$	87.408(3)	86.767(3)	87.185(2)	87.468(4)	86.878(2)	85.74(5)	86.536(3)
$e$	0.6144(9)	0.6130(2)	0.6132(1)	0.6135(2)	0.6131(2)	0.6133(9)	0.6133(2)
$\omega^\circ$	355.48(3)	357.944(7)	357.604(5)	359.50(2)	357.686(7)	362.79(5)	357.090(8)
$L_1$	0.9229(18)	0.854(3)	0.7586(10)	0.6789(32)	0.7875(24)	0.75(22)	0.833(4)
$L_3$	0.00(5)	0.028(4)	0.1105(5)	0.180(2)	0.066(2)	0.046(19)	0.00(3)
$L_1^*$	0.8509(9)	0.7758(7)	0.7394(3)	0.7269(9)	0.7124(5)	0.6814(19)	0.6873(11)
$L_3^*$	0.0711(9)	0.1084(8)	0.1299(3)	0.1330(9)	0.1417(5)	0.1669(19)	0.1485(10)
$u_1$	0.17 <sup>+0.1</sup> <sub>-0.05</sub>	0.415	0.345	0.296	0.272	0.257	0.244
$u_2$	0.564	0.583	0.479	0.407	0.372	0.350	0.333
$r_1 + r_2$	0.1260(16)	0.1305(9)	0.1295(4)	0.1300(13)	0.1306(8)	0.127(29)	0.1297(10)
$N$	392	626	796	352	432	216	350
$\sigma_{O-C}$ , mag	0.0201	0.0088	0.0079	0.0113	0.0084	0.0120	0.0092
$\sigma_{O-C}^*$ , mag	0.0203	0.0088	0.0079	0.0116	0.0085	0.0135	0.0094

Примечание. Значения параметров, принятых для расчетов геометрической модели:  $r_1 = 0.0783(1)$ ,  $r_2 = 0.0509(1)$ ,  $r_1 + r_2 = 0.1292(1)$ ,  $i = 87.33(1)^\circ$ ,  $e = 0.6137(1)$ ,  $\omega = 357.40(2)^\circ$ . Для получения  $L_2$  использовать  $L_2 = 1 - L_1 - L_3$ . Относительные светимости  $L_1^*$ ,  $L_3^*$  использованы для вычисления показателей цвета компонентов. Ошибки решений, полученные при фиксированной геометрической модели, помечены \* (см. текст).

пользуемся данными о значениях долей света каждого из компонентов из табл. 5. Используя данные о значении блеска звезды на плато из табл. 3, определим показатели цвета компонентов. На графиках с двуцветными диаграммами на рис. 3–5 они показаны крестиками. Самыми надежными являются показатели цвета главного компонента системы ввиду того, что он значительно ярче остальных, а также потому, что из графика на рис. 3 его межзвездное покраснение определяется совершенно однозначно. Показатели цвета других компонентов попадают в область перегиба, где однозначное определение поглощения невозможно.

Если линию нормальных цветов, на которую должно ложиться положение звезды после исправления ее показателей цвета за межзвездное покраснение, провести согласно данным Страйжиса [24], то получим  $E(B - V) = 0.11^m$ . Нам представляется, что это значение немного завышено. Для сравнения данных Страйжиса с реальными наблюдениями в системе Джонсона мы нанесли на рис. 3 данные фотоэлектрического каталога Мермильо [25]. Линия нормальных цветов, проведенная Страйжисом, идет по левой огибающей облака точек из этого каталога. Но так ее проводить можно только в предположении, что кроме межзвездного поглощения нет иных причин, ответственных за разброс точек на графике. Это неверно, различия химического состава звезд и еще ряд причин также будут приводить к раз-

бросу точек даже при отсутствии поглощения. Поэтому нам представляется, что линию звезд с нулевым покраснением следует провести между центром распределения точек на графике на рис. 3 и линией нормальных цветов из [24]. Тогда поглощение получается равным  $E(B - V) = 0.08^m$ . За погрешность этой величины мы склонны взять не ошибку определения показателей цвета в нашем исследовании, как показано в табл. 3, она крайне незначительна, а неопределенность положения линии нулевого покраснения, которую мы оцениваем из графика на рис. 3 в  $\pm 0.01^m$ . Найденное для главного компонента межзвездное покраснение не противоречит положению на рассматриваемой диаграмме вторичного компонента и третьего света.

Положение оптического спутника также не противоречит найденной величине поглощения. То есть, если бы оптический спутник принадлежал системе, то при вычислении его физических характеристик мы бы воспользовались этой же величиной. Отметим, что согласно другим двуцветным диаграммам, представленным на рис. 4, 5, оптический спутник принадлежит пятому классу светимости. Отметим этот факт, он пригодится в дальнейшем при разрешении вопроса о принадлежности данной звезды исследуемой системе.

При проведении линий покраснения мы учитывали тот факт, что они имеют немного отличающийся наклон для звезд разных спектральных

классов [24]. Из рис. 4 видно, что наши данные, а также данные [14], хорошо удовлетворяют нормальным показателям цвета, а вот для наблюдений из каталога [22] нормальные показатели цвета расположены на линии, огибающей облако точек сверху. Этот факт объясняется не разностью фотометрических систем ГАИШ-Джонсон, а нормировкой каталога ГАИШ, которая подразумевает нулевые показатели цвета для звезд A0 V, в то время, как Страйжис [24] показал, что данным Джонсона для спектрального класса A0 V соответствуют показатели цвета  $B - V = -0.02^m$ ,  $V - R = +0.02^m$ . В нашей предыдущей работе [26] уже упоминалось данное несоответствие. Из рис. 4, 5 видно, что наши измерения в окрестности переменной и измерения M67 [14] хорошо удовлетворяют нормальной последовательности показателей цвета [24]. Последовательность красных гигантов лучше всего выделяется на рис. 5, как минимум три звезды в ближайшей окрестности V680 Mon ей принадлежат.

Для независимой оценки полученного нами значения межзвездного поглощения мы воспользовались данными обзоров. Для их использования необходимо знать расстояние до системы. В данной работе мы нашли эту величину,  $d = 920$  пк, что дает из [27] значение  $E(B - V) = 0.04^{+0.04}_{-0.01}$ . Это несколько меньше найденной нами из фотометрических наблюдений величины межзвездного поглощения, но в пределах указанных ошибок ему не противоречит. Другие обзоры [28, 29] дают величину  $E(B - V) = 0.065 \pm 0.01^m$ , которая еще ближе к нашему значению.

Таким образом, независимые оценки не противоречат найденной нами величине межзвездного поглощения, и мы окончательно принимаем  $E(B - V) = 0.08 \pm 0.01^m$ . Также мы заключаем, что для V680 Mon не наблюдается значительного избыточного поглощения, которое было обнаружено нами у молодых затменных звезд с эллиптическими орбитами GG Ori [30], V944 Ser [31], V2544 Cyg [32] и V839 Ser [33]. Полученной величиной мы будем пользоваться при определении физических параметров компонентов. В частности, используя исправленные за межзвездное поглощение показатели цвета  $B - V$ , мы с помощью таблиц из работы [34] определим температуру компонентов.

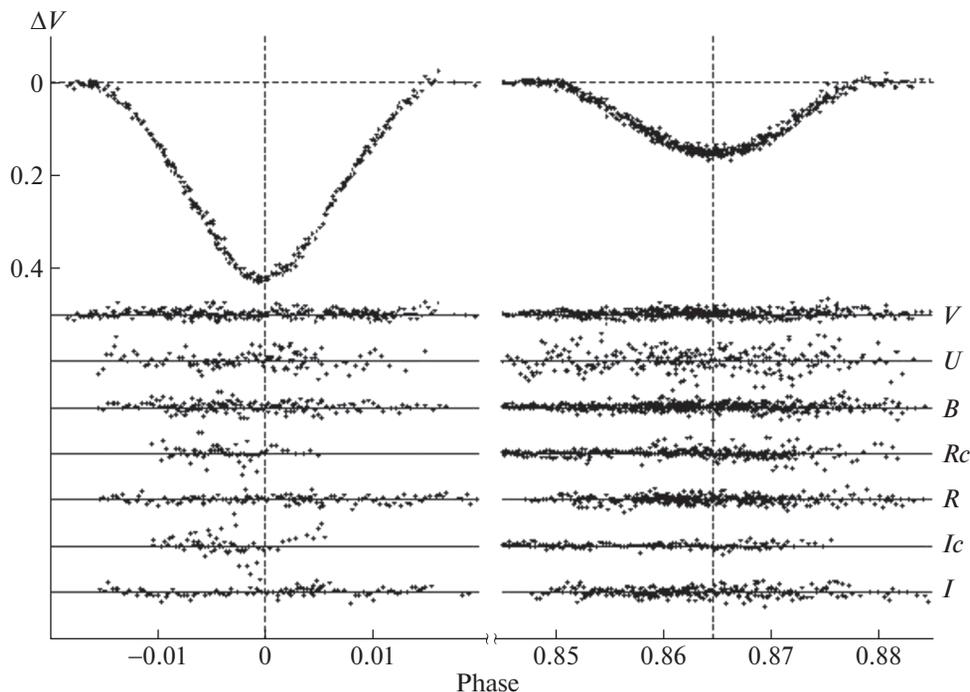
#### 4. РЕШЕНИЕ КРИВЫХ БЛЕСКА

В наших исследованиях мы решаем комплексную задачу по определению всей совокупности связанных между собой характеристик кратной системы, один из компонентов которой является затменной звездой. По мере приближения к окончательному решению весь набор параметров на каж-

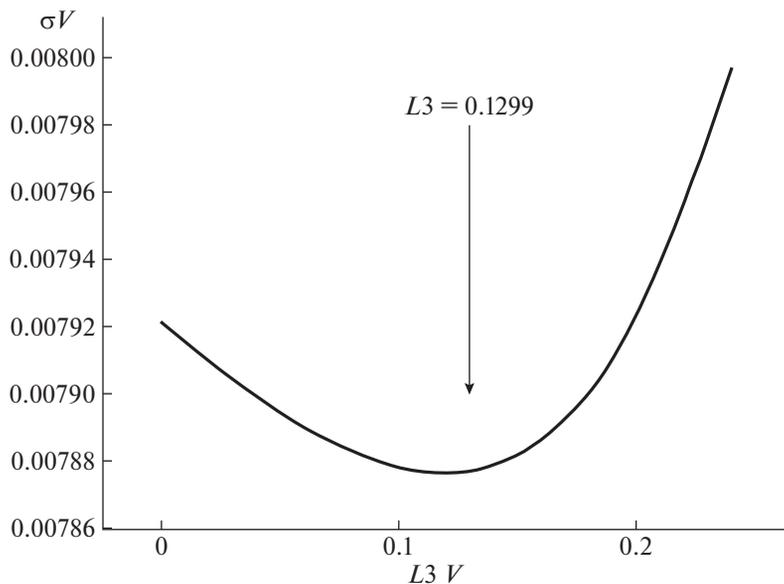
дом шаге перевычисляется заново. В предыдущем разделе уже шла речь о решениях кривых блеска. В данном разделе мы разясняем некоторые детали метода применительно к конкретному случаю и приводим окончательные результаты.

Наши наблюдения, а также наблюдения ROTSE [7] и ASAS [8], представленные в виде фазового графика на рис. 2, показывают, что система практически не меняет блеск между минимумами, эффекты близости незначительны. Поэтому анализ кривых блеска был начат для модели двух сферических звезд с линейным законом потемнения к краю, обращающихся на эллиптической орбите. Кривые блеска моделировались с использованием простого алгоритма, описанного в работе [35]. Линейные коэффициенты потемнения к краю из решения кривых блеска для данной конкретной звезды не определяются и мало влияют на ход кривой блеска. Поэтому на каждом итерационном шаге, после уточнения косвенным методом [36, 37] температур компонентов и ускорений свободного падения на их поверхности, значения линейных коэффициентов потемнения к краю определялись интерполяцией таблиц из работы [38]. Для достижения окончательного результата хватило трех итераций, четвертая итерация уже не привела к уменьшению разностей  $O - C$  между вычисляемой и наблюдаемой кривыми блеска. Результаты решений кривых блеска в различных спектральных полосах приведены в табл. 5 и представлены на рис. 6. Доля третьего света при свободном поиске параметров в кривых блеска  $V$ ,  $R$ ,  $Rc$  оказалась значительной и соизмеримой с блеском вторичного компонента затменной двойной. Это видно из строки  $L_3$  в табл. 5. Иллюстрация характера изменений ошибки решения в зависимости от доли третьего света в полосе  $V$  приведены на рис. 7. Хорошо видно, что минимум невязок значимый и хорошо определяется. Но в решениях в других полосах, кроме  $Rc$ , вклад третьего света мал. Учитывая тот факт, что в полосе  $V$  получено самое большое количество наиболее точных измерений, мы провели более подробное исследование. Был проверен ход невязок, аналогичный представленному на рис. 7, для всех фотометрических полос, и выяснено, что графики имеют плоское дно, и добавление существенной доли третьего света не сильно ухудшает величину невязок, что показано на рис. 8, и не искажает их монотонный ход в минимумах (см. рис. 6).

Кроме того, важной особенностью решения данной системы явилось то, что при выборе показателя потемнения к краю из работы [38] кривая невязок  $O - C$  для полосы  $U$  не поддавалась окончательной оптимизации. Для исправления ситуации мы исключили из рассмотрения наблюдения  $U$  2009 г., полученные в Словакии, т.к. применявшийся фотометр имел инструментальную



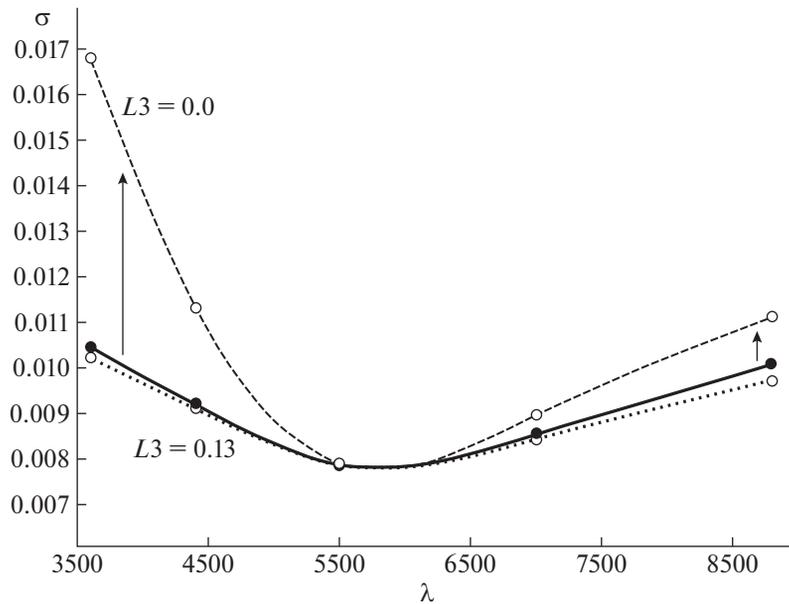
**Рис. 6.** Наблюдения в минимумах в полосе  $V$  (верхняя панель). На нижней панели представлены отклонения  $O - C$  наблюдаемых точек от модельных кривых для всех фотометрических полос.



**Рис. 7.** Зависимость невязок решения в полосе  $V$  от доли третьего света  $L_3(V)$ .

систему  $U$ , сильно смещенную относительно стандартной в красную область. Ситуация стала лучше, но незначительно. Более существенного улучшения удалось добиться, уменьшив значение линейного коэффициента потемнения к краю относительно теоретического значения. Систематические отклонения удастся почти полностью убрать, а ошибки уменьшить, приняв значение

коэффициента  $u_1 = 0.17$ . Небольшие систематические отклонения решения от наблюдений в главном минимуме заметны на рис. 6. Данная величина значительно меньше следующего из теории значения  $u_1 = 0.43$ . При дальнейших расчетах мы остановились на меньшем значении. Возможно, мы столкнулись в данной системе с аномальным распределением яркости по поверхности



**Рис. 8.** Ошибки решений в полосах *UBVR* при изменении доли третьего света в решении. Пунктирная линия показывает абсолютно лучшие решения в каждой из спектральных полос при свободном поиске всех параметров, соответствует ошибкам из строки  $\sigma_{O-C}$  в табл. 5. Сплошная линия – принятые решения, ошибки из строки  $\sigma_{O-C}^*$  этой же таблицы. Штриховая линия – ход ошибок при нулевом значении третьего света во всех фотометрических полосах. Стрелками показано направление смещения графика ошибок при уменьшении доли третьего света в системе. Ошибки в полосе *U* искусственно уменьшены на  $0.01^m$ .

диска в ультрафиолетовом диапазоне, линейный закон потемнения к краю может не работать. Использовать квадратичный закон мы не пробовали, т.к. пока еще рано делать какие-либо определенные выводы, данных мало – звезда наблюдалась в ультрафиолете всего в трех неполных главных минимумах, наблюдения системы необходимо продолжить. На вычисление физических параметров исследуемых звезд решение в *U* практически не влияет, т.к. основой для определения температур служит показатель цвета *B – V*, исправленный за межзвездное покраснение, а он при обоих вариантах решения в *U* меняется не сильно.

Измеренный нами эксцентриситет орбиты равен  $e = 0.613$ , что является наивысшим значением для затменных эксцентрических систем в каталоге [10], немного превосходя значение  $e = 0.610$  для LV Her. Найденное значение располагается на верхней огибающей эмпирического графика зависимости эксцентриситета от периода (см., напр., работу [39]), в которой исследованы затменные звезды Малого Магелланова Облака.

Остановимся теперь на том способе, которым мы получили усредненное для всех фотометрических полос решение. Мы исходим из очевидного условия, что во всех фотометрических полосах геометрические параметры системы – размеры звезд, эксцентриситет орбитального эллипса и его ориентация – должны быть одинаковыми.

Как известно из, например, [40], ошибки параметров  $\sigma_{param}$ , которые дает программа дифференциальных поправок, являются сильно заниженными. Но эти ошибки являются одинаково заниженными для всех вычисляемых параметров и могут быть использованы для вычисления весов. Также при вычислении весов следует учесть количество  $N$  и точность  $\sigma_{obs}$  наблюдений в каждой фотометрической полосе. Мы вычисляли вес как  $\sim 1/\sigma_{param}^2 \times 1/\sigma_{obs}^2 N$ . С использованием этих весов были вычислены средневзвешенные значения каждого из параметров, за исключением относительной светимости компонентов. Они приведены в Примечании к табл. 5. Основной вклад в средневзвешенную модель дают наблюдения в полосах *V*, *B* и *R*, при этом веса параметров из решения в *V* полосе в 2–4 раза выше, чем веса для полос *B* и *R*. Измерения в *U*, *Rc*, *Ic*, *I* на геометрическую модель практического влияния не оказывают. Но для вычисления относительной светимости компонентов они необходимы. Полученная геометрическая модель системы была взята за основу при вычислениях относительной светимости компонентов в каждой из фотометрических полос. Значения относительной светимости приведены в табл. 5 в строке  $L_1^*$ .

Столбцы в табл. 5 расположены слева направо в сторону увеличения длин волн. Из значений относительных светимостей в полосах были вычис-

Таблица 6. Абсолютные параметры V680 Mon

Параметр	Главный компонент	Вторичный компонент	Источник третьего света
Масса, $M_{\odot}$	$3.31 \pm 0.20$	$1.79 \pm 0.10$	$1.70 \pm 0.20$
Радиус, $R_{\odot}$	$2.37 \pm 0.03$	$1.54 \pm 0.03$	$1.6 \pm 0.1$
Светимость, $\lg L [L_{\odot}]$	$2.08 \pm 0.05$	$1.01 \pm 0.04$	$1.03 \pm 0.08$
Эффективная температура $T_{\text{eff}}$ , К	$12400 \pm 200$	$8350 \pm 150$	$8280 \pm 150$
Sp из <i>UBV</i> -фотометрии,	B7 V	A2 V	A4 V
Гравитационное ускорение, $\lg g$ [см/с <sup>2</sup> ]	$4.209 \pm 0.016$	$4.317 \pm 0.018$	$4.27 \pm 0.03$
$V$ , mag	$10.339 \pm 0.008$	$12.220 \pm 0.008$	$12.227 \pm 0.012$
$U - B$ , mag	$-0.432 \pm 0.016$	$0.096 \pm 0.016$	$0.126 \pm 0.016$
$B - V$ , mag	$-0.036 \pm 0.012$	$0.148 \pm 0.012$	$0.212 \pm 0.012$
$V - R$ , mag	$0.035 \pm 0.015$	$0.194 \pm 0.015$	$0.169 \pm 0.015$
$R - I$ , mag	$-0.057 \pm 0.020$	$0.110 \pm 0.020$	$0.033 \pm 0.020$
Межзвездное поглощение, $E(B - V)$		$0.080 \pm 0.008$	
Болометрическая поправка В.С., mag	$-0.714$	$-0.026$	$0.015$
Абс. визуальные величины, $M_v$ , mag	$0.269 \pm 0.08$	$2.146 \pm 0.07$	$2.153 \pm 0.015$
Большая полуось $a$	$30.24 \pm 0.50 R_{\odot}$		$13.4 \pm 2 \text{ a.e.}$
Расстояние до системы, $d$ , пк		$920 \pm 20$	
Фотометрический параллакс, $\pi_{ph}$ , ''		$0.00109 \pm 0.00002$	
Возраст системы, млн. лет		$70 \pm 10$	

лены показатели цвета компонентов, приведенные в табл. 6 и показанные на рис. 3–5 крестиками. Параллельно для каждой фотометрической полосы вычислялся третий свет, который наилучшим образом удовлетворял принятому геометрическому решению. Полученные значения приведены в строке  $L_3^*$  табл. 5. В нижних двух строках мы приводим ошибки решений, полученные при свободном поиске всех параметров и при фиксированной геометрической модели ( $\sigma_{O-C}^*$ ). Из табл. 5 и рис. 8 видно, что ошибки в каждой из полос увеличиваются незначительно. Не удивительно, что они стали немного хуже, так как принятая модель должна удовлетворять одновременно всем кривым блеска. При этом соответствующим подбором параметров для каждой кривой блеска можно добиться меньшей ошибки, но геометрические модели при этом будут разными, что недопустимо.

## 5. ПРОБЛЕМА ТРЕТЬЕГО СВЕТА В СИСТЕМЕ

В предыдущем разделе мы приняли, что в системе присутствует значительная доля третьего света. При рассмотрении рис. 7 видно, что в полосе  $V$  ошибки решения, хотя и имеют выраженный минимум, но все же, при условии нулевого третьего света, почти не отличаются от ошибок для принятого значения  $L_3(V) = 0.1299$  – дно минимума невязок достаточно плоское. Столь незна-

чительное различие в ошибках нельзя принять за окончательное решение вопроса о наличии или отсутствии третьего света. К тому же в двух крайних полосах спектра  $U$ ,  $I$  значение третьего света при независимом поиске параметров системы дало нулевое значение. Эти факты оставляют некоторую долю неуверенности в достоверности принятого решения.

Для того, чтобы прояснить вопрос, мы попробовали найти геометрическую модель, которая одинаково хорошо удовлетворяла бы всем имеющимся кривым блеска. За основу была взята кривая блеска  $V$  как самая точная и подробная. Как видно из табл. 5, средневзвешенное решение определяется, в основном, решением в полосе  $V$ . Поэтому, взяв найденные для этой полосы геометрические параметры, мы получили для них решения в оставшихся фотометрических полосах. Ошибки решений представлены на рис. 8. Из него видно, что если уменьшать принятое значение третьего света до нуля, то, хотя в одной полосе, которая взята за основу ( $V$ ), ошибки увеличиваются незначительно, в других полосах они прогрессивно растут, особенно для наиболее удаленных от  $V$  по длине волны фотометрических полос. Это значит, что одна и та же геометрическая модель системы перестает одновременно удовлетворять наблюдениям во всех фотометрических полосах, но внесение доли третьего света  $L_3(V) = 0.13$  данную проблему устраняет.

Мы исследовали цвета потери света в минимумах, и они хорошо совпадают с показателями цвета, которые следуют из решений. Графики мы здесь не приводим, они аналогичны графикам из работ [18] и [19]. Когда мы провели полное исследование системы в гипотезе нулевого третьего света,  $L_3 = 0.0$ , то оказалось, что показатели цвета, особенно вторичного компонента, увеличиваются. При этом, если на двуцветных диаграммах  $B - V$ ,  $V - R$  (рис. 4) и  $B - V$ ,  $V - I$  (рис. 5) противоречий не наблюдается, так как звезды смещаются вдоль линии нормальных показателей цвета, то для диаграммы  $U - B$ ,  $B - V$  картина иная. Показатели цвета меняются следующим образом (слева принятое решение, справа – гипотеза  $L_3 = 0.0$ ):

главный компонент

$$U - B: -0.432 \Rightarrow -0.388$$

$$B - V: -0.036 \Rightarrow -0.007$$

вторичный компонент

$$U - B: 0.096 \Rightarrow 0.223$$

$$B - V: 0.148 \Rightarrow 0.174$$

Самым показательным изменением в этой таблице является изменение  $U - B$  вторичного компонента. Мы проиллюстрировали это на двуцветной диаграмме на рис. 3, где косым крестом обозначено положение вторичного компонента в случае, если мы примем  $L_3 = 0.0$ . В то время, как для главного компонента новые значения показателей цвета не противоречат положению обычной звезды меньшей температуры, но с принятым ранее межзвездным покраснением, то вторичный компонент попадает в область, где звезд почти нет, он лежит значительно ниже стандартной последовательности на рис. 3. Объяснить такие показатели цвета можно, приняв пекулярный химический состав, что маловероятно.

Безусловным доказательством наличия невидимого спутника, обеспечивающего дополнительный третий свет, было бы обнаружение светового уравнения в моментах минимумов системы. Соответствующее исследование было нами проведено.

## 6. АБСОЛЮТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СИСТЕМЫ, СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ С ТЕОРИЕЙ

Мы уже говорили, что в ходе поиска решения при каждой итерации вычислялись абсолютные параметры системы. Значения геометрических параметров, которые были получены на последнем шаге итераций и приведены в Примечании к табл. 5, были использованы для вычисления окончательно принятых абсолютных значений,

которые мы приводим в табл. 6. Значения температур и болометрических поправок главного и вторичного компонентов, которые были определены из исправленных за межзвездное покраснение показателей цвета  $B - V$  с помощью калибровок [34], пришлось немного изменить для выполнения условия равного расстояния до каждого из компонентов. Температуру главного компонента пришлось увеличить на 250 К, а температура вторичного была уменьшена на 400 К. С новыми значениями температур расстояния до каждого из компонентов (фотометрические параллаксы) становятся одинаковыми.

Ошибки определения масс, полученных косвенным способом [36, 37], мы оценили, проведя аналогичные вычисления для затменных звезд из каталога [41], в которых массы определены с высокой точностью из наблюдений лучевых скоростей. Для масс, соответствующих компонентам V680 Mon, ошибка составляет  $\pm 0.2 M_{\odot}$ . Похожая неопределенность в массах получается, если учесть ошибки относительных размеров компонентов и ошибки температур звезд из табл. 6. Реальная ошибка определения масс может, все же, оказаться больше.

Принимая для источника третьего света такое же расстояние, как и для компонентов затменной двойной, пользуясь оценками его блеска из табл. 5 и показателя цвета  $B - V$  из табл. 6, исправленного за межзвездное поглощение, мы смогли обычным методом, которым мы успешно воспользовались, например, в [37], с помощью эмпирического закона [42] “масса–светимость”, определить физические характеристики третьего компонента. Эти данные приведены в последнем столбце табл. 6.

Применение этого же способа к оптическому спутнику привело к выводу, что светимость спутника слишком велика для полученного нами из наблюдений затменной системы фотометрического параллакса. Если бы он действительно входил четвертым компонентом в исследуемую систему и находился от нас на таком же расстоянии в 920 пк, то, приняв его температуру из исправленного за покраснение показателя цвета  $B - V = 0.910^m$  в соответствии с калибровками [34],  $T = 5025$  К, можно определить его размеры и светимость. Получаем, что его радиус должен быть равен  $R = 3.9 R_{\odot}$ , масса в соответствии с результатами работы [42] равна примерно  $M = 1.6 M_{\odot}$ , а ускорение свободного падения на его поверхности равно  $\lg g = 3.77$ . Вычисленные параметры соответствуют красному гиганту. Каким образом красный гигант мог попасть в столь молодую систему, непонятно. Кроме того, мы уже отмечали, что положение оптического спутника на двуцветных диаграммах  $B - V$ ,  $V - R$  и  $B - V$ ,  $V - I$  (см.

рис. 4, 5), совершенно определенно указывает на то, что звезда является карликом. На этих же диаграммах и на рис. 1 видно, что в поле  $5' \times 5'$  вокруг V680 Mon находится еще порядка десятка красных звезд, близких по яркости к оптическому спутнику. Вероятность случайной проекции его на луч зрения в пределах  $11''$  от V680 Mon мы оценили в 1%, т.е. не совсем невозможный случай. Совокупность полученных данных говорит о том, что скорее всего оптический спутник, во-первых, является звездой спектрального класса K3 V, и, во-вторых, находится гораздо ближе, чем V680 Mon, и не может принадлежать системе, т.е. является обычной звездой поля.

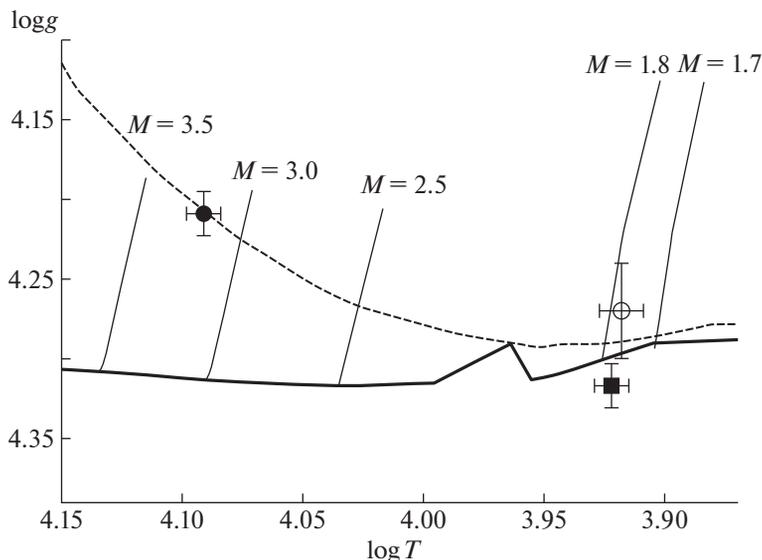
Приводимые в табл. 6 значения масс компонентов хорошо соответствуют эволюционным моделям [43]. На рис. 9 (зависимость  $\lg g$  от  $\lg T$ ) и рис. 10 ( $\lg L$  от  $\lg T$ , диаграмма Герцшпрунга—Рассела) нанесены некоторые эволюционные треки для звезд солнечной металличности из таблиц работы [43]. Как и в случае с V798 Ser [17], лучшее согласие с теоретическими расчетами достигается в предположении солнечной металличности: никаких отклонений на диаграмме  $U - B$ ,  $B - V$  от звезд солнечного химического состава (в гипотезе третьего тела) не наблюдается. На этих же графиках показана изохрона для возраста 70 млн. лет, на которую идеально ложится главный компонент системы. Именно на характеристике главного компонента, как более массивного и уже продвинувшегося в своей эволюции, следует опираться при оценках возраста системы. Вторичный компонент лежит ниже этой линии. Вполне возможно, что он еще не достиг нулевой главной последовательности. Теоретические расчеты [44] показывают, что в процессе сжатия звезда должна опускаться ниже линии нулевого возраста и выходить на нее снизу. Ошибки определения характеристик звезды, соответствующей третьему свету, гораздо выше, чем для первых двух компонентов, положение этой звезды на диаграммах не противоречит выводам, сделанным в отношении главных звезд системы. Нам представляется, что точности наших наблюдений достаточно для сравнения с эволюционными графиками, и имеет место эффект, когда менее массивные компоненты системы могут начинать процесс эволюции от начальной главной последовательности позже более массивного компонента. Ведь у них медленнее идут не только процессы горения ядерного топлива, но и сжатие к линии нулевого возраста тоже должно происходить медленнее. Эволюционный возраст компонентов систем, имеющих общее происхождение, не обязательно должен совпадать. Менее массивные компоненты двойных систем могут оказываться систематически моложе. Данный эффект

должен быть особенно заметен у очень молодых систем, к которым и относится V680 Mon.

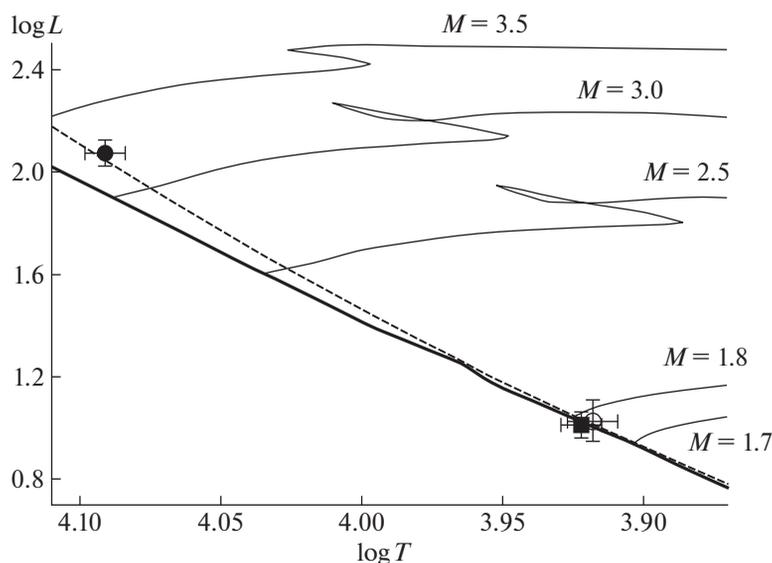
Изохрона на рис. 9, 10 построена с учетом перемешивания вещества в центрах звезд. Известно (см., напр., [45, 46]), что перемешивание оказывает существенное влияние на эволюцию звезд с конвекцией в ядре, т.е. для звезд с массой больше 1.5 солнечных, к которым и относится исследуемая система. Она представляет дополнительный интерес, так как более массивный компонент по нашей косвенной оценке обладает массой  $3.3 M_{\odot}$ , для него перемешивание в ядре существенно, а менее массивные  $1.8 M_{\odot}$  и  $1.7 M_{\odot}$  находятся вблизи границы, за которой перемешивание отсутствует. То есть после уточнения масс компонентов из кривой лучевых скоростей, V680 Mon можно использовать для определения нижней границы масс звезд, в которых перемешивание еще существует. Возможно, наши оценки масс завышены, и вторичный компонент находится еще ближе к границе перемешивания, чем это следует из табл. 6. Сравнение с моделями на рис. 9, 10 говорит о том, что массы компонентов хорошо соответствуют теоретическим графикам при условии существования перемешивания в ядре и для солнечной металличности. Положение компонентов на рис. 9, 10 фиксируется с достаточной точностью, так как такие параметры, как абсолютная светимость, размеры звезд и их температура определяются на основании решения кривых блеска в разных фотометрических полосах с хорошей точностью. Массы же выводятся из этих данных с использованием эмпирического закона “масса—светимость”, который имеет значительный разброс. На приводимых графиках массы являются неявным параметром.

## 7. ДИАГРАММА $O - C$ , ПОИСК АПСИДАЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ

Наши наблюдения проводились, как уже было сказано, в 14 затмениях — пяти главных и девяти вторичных. Два дополнительных момента минимумов были взяты из литературы, они тоже приведены в табл. 7. Еще два момента были определены нами из наблюдений ASAS и ROTSE. Точные моменты минимумов нужны для исследования апсидального вращения в системе, а также для поиска невидимых спутников, нередко встречающихся в затменных системах [37, 48–51], тем более, в исследуемой системе определенно присутствует третий свет, который с большой долей вероятности может принадлежать звезде, гравитационно связанной с затменной системой. Самым надежным способом выявления невидимых компонентов является исследование периодичностей в ходе остатков  $O - C$  моментов минимумов. Так-



**Рис. 9.** Эволюционные треки, показывающие зависимость ускорения свободного падения от температуры звезды, построенные по данным [43] для избранных масс звезд. Сплошной жирной линией показано положение начальной Главной Последовательности ZAMS. Главный компонент обозначен заполненным кружком, вторичный – квадратом. Показаны ошибки определения параметров. Третий свет обозначен пустым кружком. Штриховой линией нанесена изохрона 70 млн. лет.



**Рис. 10.** Зависимость светимости звезд в солнечных единицах от температуры для избранных масс [43]. Сплошная жирная линия – положение начальной Главной Последовательности ZAMS. Главный компонент обозначен заполненным кружком, вторичный – квадратом. Показаны ошибки определения параметров. Третий свет обозначен пустым кружком. Штриховая линия – изохрона для возраста 70 млн. лет.

же точные моменты минимумов необходимы для исследования апсидального движения.

Для определения точных моментов минимумов мы воспользовались нашей же программой решения кривых блеска. Варьируя только начальную эпоху, мы добивались наилучшего совпадения между теоретическими кривыми блеска, построенными с параметрами из табл. 5, и наблюде-

ниями в конкретном минимуме. Если наблюдения проводились одновременно в нескольких фотометрических полосах, то вычислялось средневзвешенное значение. Для наблюдений ASAS и ROTSE были построены один средний главный и один средний вторичный минимумы. За эпоху этих минимумов были взяты средние Юлианские даты наблюдений ASAS + ROTSE. Результаты

Таблица 7. Моменты минимумов блеска V680 Mon

Моменты минимумов $JD_{hel}, 2\ 400\ 000+$	Эпоха	$O - C$ лин. ф-ла	$O - C$ 3-е тело	Использованы данные
Главные минимумы				
52990.7076(10)	-267	-0.00272	0.00020	ASAS, ROTSE, *
54843.4481(5)	-50	-0.00095	-0.00059	[47]
54937.36712(50)	-39	0.00044	0.00066	*
55270.34709(12)	0	-0.00029	-0.00051	*
56747.41625(50)	173	0.00065	-0.00086	*
58950.21108(18)	431	0.00010	0.00046	*
58967.28615(33)	433	-0.00077	-0.00036	*
Вторичные минимумы				
51256.3472(7)	-493	0.00143	0.00021	[59]
52946.8598(25)	-295	-0.00335	-0.00043	ASAS, ROTSE, *
54782.52680(40)	-80	0.00083	0.00127	*
55465.56332(56)	0	0.00002	-0.00043	*
55482.64012(19)	2	0.00082	0.00042	*
55636.32478(28)	20	0.00215	0.00150	*
56575.49997(34)	130	0.00101	-0.00042	*
57796.42977(12)	273	0.00159	0.00009	*
58556.30810(20)	362	0.00089	0.00027	*
58889.28787(20)	401	-0.00004	0.00013	*
58906.36325(15)	403	-0.00059	-0.00037	*

Примечание. \* — результаты получены в настоящей работе.

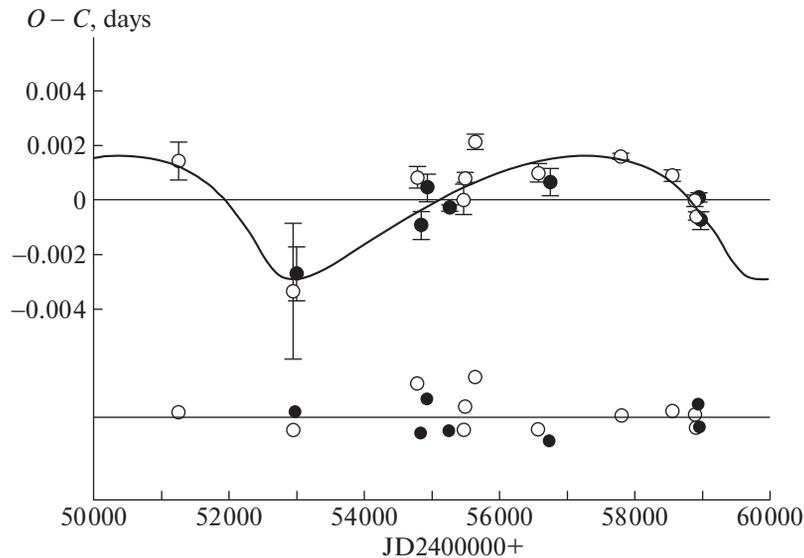
представлены в табл. 7, в скобках указаны ошибки определения конкретного момента минимума, полученные либо в результате усреднения данных разных фотометрических полос, либо методом дифференциальных поправок, если наблюдения проводились в одной фотометрической полосе. Линейная регрессия данных из табл. 7 с учетом индивидуальных весов каждого момента приводит к следующим формулам:

$$\begin{aligned} \text{Min I} &= \text{HJD}2455270.3467(4) + \\ &+ 8.537969(2)^d E, \\ \text{Min II} &= \text{HJD}2455465.5637(5) + \\ &+ 8.537967(2)^d E. \end{aligned} \quad (1)$$

Для текущей эпохи наилучшим образом подходят периоды  $P_1 = P_2 = 8.537966(2)^d$ , которые были использованы для нахождения остаточных отклонений от линейной формулы в третьем столбце табл. 7 и представлены на рис. 11. При наличии в системе апсидального вращения периоды следования главных и вторичных минимумов должны отличаться. В данной конфигурации системы следует ожидать, что период следования вторичных минимумов будет больше. Но из формулы (1) мы видим, что в пределах ошибок оба значения совпадают, что указывает на то, что вращение ор-

битального эллипса нам зафиксировать пока не удалось.

Чтобы понять порядок величины, которую мы пытаемся найти, оценим теоретическое значение скорости вращения линии апсид в системе. Для этого воспользуемся найденными нами физическими характеристиками системы. Так как цвет звезды голубой, что следует из ее положения на диаграмме  $U - B$ ,  $B - V$  (см. рис. 3), то с самого начала предполагалось, что мы имеем дело с парой массивных молодых звезд, что и подтверждается данными табл. 6. Это должно приводить к быстрому вращению орбитального эллипса. Теоретически ожидаемая скорость апсидального вращения вычисляется как простая сумма классического и релятивистского эффектов. Для учета классических эффектов мы воспользовались формулами, приведенными в работе [52], предполагая, что система полностью синхронизирована, т.е. оси вращения компонентов параллельны орбитальному моменту и их угловые скорости вращения равны орбитальным скоростям в периастре. Константы концентрации к центру обеих звезд  $k_{2,1} = 0.0046$ ,  $k_{2,2} = 0.00425$  мы определили интерполяцией таблиц из работы [53] для значительных физических параметров звезд из табл. 6. В результате мы получили  $\dot{\omega}_{class} = 0.0066^\circ/\text{год}$ . Для учета релятивистского вклада во вращение линии



**Рис. 11.** График  $O - C$ , построенный с одинаковым для главных и вторичных минимумов периодом, равным уточненному на современную эпоху значению  $P = 8.5379666^d$ . Главные минимумы — заполненные кружки, вторичные — пустые кружки. Вертикальными отрезками показаны ошибки измерений моментов минимумов. Сплошной линией показана кривая, соответствующая возможной теоретической орбите третьего тела с периодом 18.9 года, найденной в нашем исследовании. Уклонения наблюдаемых точек от теоретической кривой показаны на нижней панели в масштабе графика  $O - C$ .

апсид воспользуемся формулой из [54] и получим  $\dot{\omega}_{rel} = 0.025^\circ/\text{год}$ , в три раза меньше классического вклада. Теоретически ожидаемая скорость вращения линии апсид:  $\dot{\omega}_{theor} = 0.092^\circ/\text{год}$ , т.е. теоретическое значение апсидального периода равно  $U = 3900$  лет. При таком апсидальном вращении период следования вторичных минимумов должен быть на две единицы последнего знака в (1) больше периода следования главных минимумов. Пока же картина обратная.

Большое значение для измерения скорости вращения линии апсид имеет текущая ориентация орбитального эллипса относительно наблюдателя. В данном случае долгота периастра близка к нулю и вторичный минимум на кривой блеска на рис. 2 “замер” в крайнем положении. Наши наблюдения общей продолжительностью в 12 лет не позволили обнаружить апсидальное вращение, но зафиксировали верхнюю границу эффекта. Полученный результат говорит о ненулевой вероятности того, что линия апсид орбитального эллипса все же вращается со скоростью, близкой к теоретической. Мы оцениваем вероятность того, что период обращения линии апсид соответствует теоретическому или меньше его,  $U < 3900$  лет, в 6%. Говорить о количественных результатах рано, можно только предположить, что вращение линии апсид скорее всего замедленно, как это происходит, например, в системах DI Her за счет быстрого осевого вращения компонентов, сильно

наклоненных к орбитальной плоскости [55, 56], или, не столь значительно, в  $\alpha$  CrB [57, 58].

В данном исследовании средняя точность определения индивидуального момента для главных и вторичных минимумов оказалась одинаковой, примерно 45 с, при продолжительности минимумов в 6.6 часа. Почему для более глубоких главных минимумов получается такая же точность, как и для гораздо более мелких вторичных, пока непонятно. Такая ситуация была бы возможна, если, например, главный компонент был бы физически переменной звездой или на его поверхности имелись бы пятна. Возможно, данный факт как-то связан с обнаруженной нами аномалией в коэффициенте потемнения к краю главного компонента. Имеющегося наблюдательного материала пока недостаточно для конкретных выводов.

Внимательное рассмотрение хода остатков  $O - C$  на рис. 11 наводит на мысль о небольших систематических отклонениях от линейной формулы вследствие светового эффекта в моментах минимумов. Пока мы не можем определенно утверждать, что эффект существует. Если рассматривать только наши точки, то на графике видна лишь небольшая дуга, уклоняющаяся от линейной формулы в своем экстремуме на 3 мин. Практически вся ответственность за нелинейность лежит на точках ASAS + ROTSE и еще более ранних наблюдениях [59]. Все же данные ASAS + ROTSE представляются достоверными. Их фо-

тометрическая точность была оценена нами из решения кривой блеска для этих точек в  $\pm 0.023^m$ , общее количество наблюдений, попадающих в главный минимум, равно 26, во вторичный минимум попадают 23 точки. В предыдущих наших исследованиях, например [37], из таких же данных нами получены моменты минимумов, обладающие точностью в 2–3 мин. То есть с высокой вероятностью в моментах минимумов присутствует световое уравнение. Учитывая это, а также приняв во внимание тот факт, что в предыдущих работах мы обосновали необходимость наличия в системе дополнительного источника света, мы решили попробовать найти орбиту третьего тела, соответствующую наблюдаемой картине. Наиболее хорошо удовлетворяют наблюдаемому графику  $O-C$  следующие параметры орбиты третьего тела:

$$P_3 = 6890 \pm 50 \text{ дней, или } 18.9 \text{ года,}$$

$$T_0 = \text{JD}2452575 \pm 40,$$

$$A \sin i = (0.44 \pm 0.03) \text{ а.е.,}$$

$$e = 0.59 \pm 0.05,$$

$$\omega = 221^\circ \pm 3^\circ,$$

$$f(M_3) = (0.00024 \pm 0.000002) M_\odot.$$

Если предположить массу третьего тела в соответствии со стандартной зависимостью “масса–светимость” в 1.7 солнечной, то окажется, что плоскость орбиты третьего тела расположена под углом в  $7.5^\circ$  к лучу зрения.

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы получили надежные относительные и абсолютные параметры кратной затменной системы V680 Mon. Эксцентриситет орбиты оказался наивысшим для затменных звезд с эллиптическими орбитами. Система состоит из пары сильно отличающихся по массе звезд спектральных классов B7 V + A2 V, обращающихся на короткопериодической высокоэллиптической орбите и третьего невидимого компонента спектрального класса A4 V, совершающего полный оборот за 19 лет также по сильно вытянутой орбите. Параметры орбиты невидимого спутника должны быть уточнены дальнейшими наблюдениями. Оптический спутник K3 V, отстоящий на 11", системе не принадлежит.

Полученные данные о размерах, температурах и массах компонентов представляют независимый интерес. Наша не совсем точная оценка масс системы, полученная косвенным способом из решений кривых блеска и точных измерений показателей цвета, тем не менее, позволяет сделать определенные выводы о значении фактора перемешивания вещества в ядре для звезды массой

более 1.5 солнечных. Если дополнить наши фотометрические наблюдения кривой лучевых скоростей и уточнить значения масс, то V680 Mon окажется весьма ценным объектом для проверки теорий эволюции и синхронизации звезд.

V680 Mon очень интересна с точки зрения исследования синхронизации вращения звезд и циркуляризации орбит, как очень молодая система, апсидальное движение в которой, возможно, замедлено. При этом релятивистский вклад в апсидальное вращение в три раза, должен быть меньше вклада от классического эффекта. Также она представляет значительный интерес для теории звездной эволюции, так как дает возможность сравнения эволюционных треков для сильно отличающихся по массам звезд априори одного возраста. Для уточнения масс и абсолютных размеров звезд необходимо получить кривую лучевых скоростей.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа была выполнена при поддержке стипендии Словацкого информационного агентства SAIA (АСК, ИМВ), гранта РНФ 14-12-00146(ИМВ), гранта РФФИ 11-02-01213а (ИМВ), при поддержке гранта Программа развития МГУ Ведущая научная школа “Физика звезд, релятивистских объектов и галактик”(ИМВ), а также при поддержке Словацкого Агентства Развития и Исследований по контракту № APVV-15-045(ДХ) и гранта VEGA 2/0031/18 (ДХ).

## БЛАГОДАРНОСТИ

Наблюдения выполнены в том числе на 1-м и 60-см телескопах Симеизской обсерватории ИНАСАН. В работе использовались база данных SIMBAD Страсбургского центра астрономических данных (Франция) и служба библиографических ссылок ADS (NASA, США). Приносим нашу искреннюю благодарность анонимному рецензенту, чьи замечания позволили исправить допущенные нами неточности и улучшить качество статьи.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. П. П. Паренаго, *Переменные звезды* 6, 25 (1946).
2. П. Н. Холопов, *Астрон. циркуляр* № 153 (1954).
3. C. Hoffmeister, *Veröffentlichung Sternwarte Sonneberg* 2, 2 (1954).
4. *Общий каталог переменных звезд. Том 2*, под ред. П. Н. Холопова (Астрон. совет АН СССР, ГАИШ МГУ, 1985).
5. N. N. Samus, E. V. Kazarovets, O. V. Durevich, N. N. Kireeva, and E. N. Pastukhova, *Astron. Rep.* 61, 80 (2017).
6. M. Dahm and P. Frank, *BAV Mitteilungen* № 120, 1 (1999).
7. S. A. Otero, P. Wils, G. Hoogeveen, and P. A. Dubovsky, *Inform. Bull. Var. Stars* № 5681, 1 (2006).

8. *P. R. Wozniak, W. T. Vestrand, C. W. Akerlof, R. Balsano, et al.*, *Astron. J.* **127**, 2436 (2004).
9. *G. Poymanski*, *Acta Astronomica* **52**, 397 (2002).
10. *I. Bulut and O. Demircan*, *Monthly Not. Roy Astron. Soc.* **378**, 179 (2007).
11. *C.-H. Kim, J. M. Kreiner, B. Zakrzewski, W. Ogloza, H.-W. Kim, and M.-J. Jeong*, *Astrophys. J. Suppl.* **235**, id. 41 (2018).
12. *И. М. Волков and Н. С. Волкова*, *Астрон. журн.* **86**, 158 (2009).
13. *H. L. Johnson and A. R. Sandage*, *Astrophys. J.* **121**, 616 (1955).
14. *E. E. Mendoza*, *Boletin de los Observatorios de Tonantzintla y Tacubaya* **4**, 149 (1967).
15. *И. М. Волков, Н. С. Волкова, Д. Хохол*, *Астрон. журн.* **87**(5), 462 (2010).
16. *И. М. Волков, Н. С. Волкова, И. В. Николенко, Д. Хохол*, *Астрон. журн.* **88**(9), 894 (2011).
17. *И. М. Волков, Д. Хохол, А. С. Кравцова*, *Астрон. журн.* **94**(5), 436 (2017).
18. *Л. А. Багаев, И. М. Волков, И. В. Николенко*, *Астрон. журн.* **95**(10), 702 (2018).
19. *И. М. Волков, А. С. Кравцова*, *Астрон. журн.* **97**(3), 190 (2020).
20. *M. A. Burlak, I. M. Volkov, and N. P. Ikonnikova*, *Contrib. Astron. Observ. Skalnaté Pleso* **48**, 536 (2018).
21. *В. Г. Мошкалев, Х. Ф. Халиуллин*, *Астрон. журн.* **62**, 393 (1985).
22. *В. Г. Корнилов, И. М. Волков, А. И. Захаров, В. С. Козырева, и др.*, *WBVR Каталог ярких северных звезд* (М.: МГУ, 1991).
23. *A. U. Landolt*, *Astron. J.* **137**, 4186 (2009).
24. *V. Straižys*, *Multicolor Stellar Photometry* (Tucson: Pachart Publ. House, 1992).
25. *J. C. Mermilliod, M. Mermilliod, and B. Hauck*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **124**, 349 (1997).
26. *А. С. Кравцова, И. М. Волков, Д. Хохол*, *Астрон. журн.* **96**(6), 508 (2019).
27. *G. M. Green, E. F. Schlafly, D. P. Finkbeiner, H.-W. Rix, et al.*, *Astrophys. J.* **810**, id. 25 (2015).
28. *E. F. Schlafly and D. P. Finkbeiner*, *Astrophys. J.* **737**, id. 103 (2011).
29. *D. J. Schlegel, D. P. Finkbeiner and M. Davis*, *Astrophys. J.* **500**, 525 (1998).
30. *И. М. Волков, Х. Ф. Халиуллин*, *Астрон. журн.* **79**(9), 827 (2002).
31. *I. Volkov, D. Chochol, and L. Bagaev*, in *Living Together: Planets, Host Stars and Binaries*, edited by S. M. Rucinski, G. Torres, and M. Zejda, Proc. of a conference held Sept. 8–12, 2014, Litomyšl, Czech Republic, ASP Conf. Ser. **496**, 266 (2015).
32. *I. Volkov, L. Bagaev, and D. Chochol*, in *The IMPACT of BINARIES on STELLAR EVOLUTION*, ESO Garching, July 3–7, edited by G. Beccari and H. M. J. Boffin.
33. *I. M. Volkov, L. A. Bagaev, A. S. Kravtsova, and D. Chochol*, *Contrib. Astron. Observ. Skalnaté Pleso* **49**, 434 (2019).
34. *P. J. Flower*, *Astrophys. J.* **469**, 355 (1996).
35. *А. И. Халиуллина, Х. Ф. Халиуллин*, *Астрон. журн.* **61**, 393 (1984).
36. *Kh. F. Khaliullin*, *Astrophys. J.* **299**, 668 (1985).
37. *I. M. Volkov, D. Chochol, J. Grygar, M. Mašek, and J. Jurysěk*, *Contrib. Astron. Observ. Skalnaté Pleso* **47**, 29 (2017).
38. *R. A. Wade and S. M. Rucinski*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **60**, 471 (1985).
39. *K. Hong, J. W. Lee, S.-L. Kim, J.-R. Koo, and C.-U. Lee*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **460**, 650 (2016).
40. *М. К. Абубекеров, Н. Ю. Гостев, А. М. Черепашук*, *Астрон. журн.* **86**(8), 778 (2009).
41. *Z. Eker, S. Bilir, F. Soydugan, E. Y. Gokce, E. Soydugan, M. Tuysuz, T. Senyuz, and O. Demircan*, *Publ. Astron. Soc. Australia* **31**, id. e024 (2014).
42. *G. Torres, J. Andersen, and A. Giménez*, *Astron. and Astrophys. Rev.* **18**, 67 (2010).
43. *L. Girardi, A. Bressan, G. Bertelli, and C. Chiosi*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **141**, 371 (2000).
44. *L. Haemmerlé, P. Eggenberger, S. Ekström, C. Georgy, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **624**, id. A137 (2019).
45. *V. M. Canuto*, *Astrophys. J.* **489**, L71 (1997).
46. *G. Torres, L. P. R. Vaz, C. H. S. Lacy, and A. Claret*, *Astron. J.* **147**, id. 36 (2014).
47. *L. Brát, J. Trnka, M. Lehký, L. Šmelcer, et al.*, *B.R.N.O. Contrib.* **36**, 1 (2009).
48. *I. M. Volkov, D. Chochol, N. S. Volkova, and I. V. Nikolenko*, *Proc. IAU Symp.* **282**, 89 (2012).
49. *I. M. Volkov and N. S. Volkova*, *ASP Conf. Ser.* **435**, 323 (2010).
50. *N. Volkova, I. Volkov*, *Inform. Bull. Var. Stars* № 5976, 1 (2011).
51. *I. M. Volkov*, *ASP Conf. Ser.* **496**, 109 (2015).
52. *Н. И. Шакура*, *Письма в Астрон. журн.* **11**, 536 (1985).
53. *A. Claret and A. Gimenez*, *Astron. and Astrophys.* **424**, 919 (2004).
54. *T. Levi-Civita*, *American J. Math.* **59**, 225 (1937).
55. *S. Albrecht, S. Reffert, I. A. G. Snellen, and J. N. Winn*, *Nature*, **461**, № 7262, 373 (2009).
56. *D. Ya. Martynov and Kh. F. Khaliullin*, *Astrophys. Space Sci.* **71**, 147 (1980).
57. *I. M. Volkov*, *Astrophys. Space Sci.* **296**, 105 (2005).
58. *I. M. Volkov*, *Contrib. Astron. Observ. Skalnaté Pleso* **50**, 635 (2020).
59. *J. Hübscher*, *Inform. Bull. Var. Stars* № 5984, 1 (2011).

УДК 523.4

## ВЛИЯНИЕ ВАРИАЦИЙ ПРОТЯЖЕННОЙ ВОДОРОДНОЙ КОРОНЫ МАРСА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПЕРЕЗАРЯДКИ С ПРОТОНАМИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

© 2021 г. В. И. Шематович<sup>1</sup>, Д. В. Бисикало<sup>1</sup>, А. Г. Жилкин<sup>1</sup>

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

E-mail: shematov@inasan.ru

Поступила в редакцию 25.09.2020 г.

После доработки 24.10.2020 г.

Принята к публикации 30.10.2020 г.

Представлены результаты расчетов эффективности перезарядки протонов солнечного ветра в зависимости от вариаций лучевой концентрации атомов водорода в протяженной короне Марса. Наличие регулярных вариаций плотности было известно давно и связывалось со сменой сезонов на Марсе. Однако недавно были обнаружены и спорадические изменения плотности в верхней атмосфере Марса, обусловленные различными процессами в подстилающей атмосфере, такими как открытые в наблюдениях КА Mars Express и КА MAVEN выбросы паров воды и ледяных частиц на высоты вплоть до 100 км вследствие глобальных пылевых бурь. Очевидно, что учет изменений лучевой концентрации с наблюдаемой амплитудой вплоть до одного порядка величины абсолютно необходим для корректного рассмотрения взаимодействия протонов солнечного ветра с атмосферой Марса. В расчетах при помощи кинетической Монте-Карло модели установлено, что при увеличении в 2 и 5 раз лучевой концентрации атомов H в короне Марса эффективность перезарядки также возрастает и достигает значений в 6 и 8%, соответственно, по сравнению с базовым значением 4%. Энергетический спектр проникающих в атмосферу Марса атомов водорода не меняется и остается идентичным по своей структуре спектру невозмущенных протонов солнечного ветра. Данные оценки совместно с разработанной ранее кинетической моделью высыпания протонов и атомов водорода в планетную атмосферу позволяют проследить все этапы проникновения протонов невозмущенного солнечного ветра в плотные слои атмосферы и провести интерпретацию наблюдаемых характеристик протонных сияний в зависимости от вариаций атомарного водорода в короне Марса.

DOI: 10.31857/S0004629921030038

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Баллистическое движение атомов водорода над экзобазой приводит к образованию протяженной экзосферы или короны Марса, наблюдаемой в рассеянном солнечном ультрафиолетовом (УФ) излучении в линии Лайман- $\alpha$  [1–4]. Водород в верхних слоях атмосферы образуется в результате фотодиссоциации  $H_2O$  в нижней и средней атмосфере, где некоторая часть  $H_2O$  переходит в  $H_2$  посредством реакций нечетного водорода [5, 6]. Легкие молекулы  $H_2$  переносятся вверх и диссоциируют в верхних слоях атмосферы, производя атомы H. Для типичных термосферных температур тепловые скорости этих атомов водорода в области высоких энергий в распределении Максвелла превышают скорость убегания из атмосферы Марса. Соответственно, атомы, которые находятся вблизи или выше номинальной экзобазы, будут испытывать мало столкновений и могут убежать в открытое космическое пространство. Тепловое (или джинсовское) убегание, вероятно, является основным

механизмом, с помощью которого атомы H теряются в космос [7]. Комбинация убегающих атомов и атомов, обладающих достаточной энергией для баллистического перемещения на больших высотах, но недостаточной для убегания, и создает протяженную водородную корону, окружающую Марс. Эта корона неоднократно наблюдалась как при помощи КА Марс-Экспресс [2, 8–10], так и Космического телескопа им. Хаббла [11, 12]. Наблюдения показали, что существуют значительные изменения в лучевой концентрации атомарного водорода в короне Марса в зависимости от сезона. Недавние измерения при помощи прибора SWIA на борту КА MAVEN, проведенные в течение полного марсианского года, позволяют уверенно говорить, что вариации лучевой концентрации водорода в короне Марса могут достигать порядка величины [13].

Анализ распределений плотности водорода, полученных из наблюдений, указывает, что убегание водорода не может происходить только за

счет молекулярного водорода. Действительно, наибольшие потоки убегания, полученные из наблюдений КА Марс-Экспресс ( $>10^9 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ), более чем в пять раз превышают максимальный поток, при котором диффузия  $\text{H}_2$  из нижней атмосферы может поставлять атомы  $\text{H}$  в верхние слои атмосферы ( $2 \times 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ) [14]. Следовательно, требуется другая исходная молекула для переноса  $\text{H}$  в верхние слои атмосферы для увеличения скорости его потери.

Пары воды – лучший кандидат на эту роль, так как они являются основным резервуаром атомов  $\text{H}$  в атмосфере, и именно пары воды были обнаружены на высотах 40–100 км в наблюдениях солнечного затмения с помощью прибора SPICAM/MEX [9, 10]. Эти исследования показывают, что вода не так эффективно удерживается в холодной ловушке в мезосфере, как обычно предполагалось ранее. Были предприняты попытки определить механизм производства, пространственную протяженность и долговечность паров воды в термосфере и их влияние на убегание водорода [8, 15, 16]. В частности, в работе [8] было показано, что на убегание  $\text{H}$  сильно влияет обилие воды на относительно больших высотах. Большой темп убегания атомов  $\text{H}$ , вызванный этой водой, предполагает, что ее присутствие может быть доминирующим фактором, контролирующим потерю атомов  $\text{H}$  из атмосферы Марса, даже по сравнению с устойчивым резервуаром молекулярного водорода, который ранее считался контролирующим тепловое убегание атомов  $\text{H}$  из атмосферы Марса. Новые данные о вертикальном распределении водяного пара в верхней атмосфере Марса были получены в наблюдениях с помощью прибора SPICAM на борту КА Марс-Экспресс [17] и с помощью прибора ACS (Atmospheric Chemistry Suite) на борту КА “ExoMars Trace Gas Orbiter” [18, 19]. Эти наблюдения свидетельствуют о крупных и быстрых сезонных вторжениях воды и ледяных частиц в верхние слои атмосферы, что приводит к повышению содержания водорода в короне. Профили воды во время южных весенних и летних штормовых сезонов 2018–2019 гг. показывают, что вода на большие высоты поступает преимущественно близко к перигелию, а перенасыщение происходит даже при наличии облаков [17, 19].

Хотя сезонные колебания плотности водорода могут быть вызваны колебаниями температуры внутри самой экзосферы и присутствием фракции горячих атомов водорода [12, 20], более вероятное объяснение связано с сезонными колебаниями температуры в низких атмосферных слоях [21]. Во время южного летнего сезона ( $L_s \sim 180\text{--}360^\circ$ ) повышенные концентрации атмосферной пыли вызывают рост температуры в более низких атмосферных слоях из-за поглощения солнечно-

го света в оптическом диапазоне. Более высокие температуры позволяют водяному пару переноситься в высокие слои атмосферы без насыщения [17]. Скорость образования  $\text{H}$  и  $\text{H}_2$  усиливается за счет уменьшения поглощения солнечных УФ фотонов молекулами  $\text{CO}_2$ . Соответственно, атомы и молекулы  $\text{H}$  и  $\text{H}_2$  образуются в результате фотодиссоциации  $\text{H}_2\text{O}$  на более высоких высотах и могут легко переноситься на уровень экзобазы, что приводит к увеличению обилия атомов водорода в протяженной короне. В зависимости от обилия и высоты паров воды и ледяных частиц, переносимых на высоты вплоть до 100 км [18, 19], этот эффект может вызывать вариации лучевой концентрации водорода в короне Марса вплоть до порядка величины в зависимости от сезона [13, 21, 22].

Обнаруженные изменения плотности протяженной экзосферы или короны Марса должны существенно влиять на эффективность перезарядки протонов солнечного ветра и, соответственно, определять параметры и свойства процесса высыпания этих протонов в атмосферу Марса. В данной работе представлены кинетические расчеты эффективности перезарядки протонов солнечного ветра с атомами водорода в протяженной водородной короне Марса в зависимости от возможных вариаций лучевой концентрации атомарного водорода в короне Марса. Получены оценки потока энергии и энергетический спектр атомов водорода на границе индуцированной магнитосферы для разных состояний короны. Статья организована следующим образом: в разделе 2 обсуждаются основные параметры кинетической модели, в разделе 3 приводятся результаты кинетических расчетов, в разделе 4 суммированы основные выводы работы и обсуждаются перспективы использования полученных результатов для интерпретации имеющихся и ожидаемых результатов.

## 2. ВХОДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ КИНЕТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Недавние наблюдения показали высокую степень изменчивости водородной экзосферы [8, 11–13]. Состояние с более высокой лучевой концентраций обычно наблюдается вблизи перигелия, а с более низкими значениями плотности около афелия. Однако многие из этих наблюдений имеют неполный временной охват, поэтому остаются вопросы о точной форме сезонной изменчивости, о механизме (механизмах), ответственном за возникновение этой изменчивости, и последствиях для заселения короны и скорости убегания [21, 23]. Результаты наблюдений с помощью прибора MAVEN/SWIA, приведенные статье [13], являются одними из наиболее полных свидетельств изменчивости водородной экзосферы за марсианский год, так как был получен почти пол-

ный сезонный охват. На рис. 5 из цитируемой статьи виден четкий пик лучевой концентрации водорода на  $L_S \sim 263\text{--}288$ , с центром примерно в точке южного летнего солнцестояния Марса на  $L_S = 270$  и немного позже перигелия Марса на  $L_S = 251$ . Время появления этого пика предполагает либо задержку в реакции верхних слоев атмосферы в результате солнечного воздействия, либо наличие сезонного влияния в дополнение к прямым эффектам воздействия солнечного жесткого УФ излучения. Обнаруженное в работе [13] превышение лучевой концентрации водорода в короне Марса в перигелии по сравнению с афелием достигает порядка величины. В предположении постоянной температуры экзобазы это будет означать одинаковый уровень изменчивости как для лучевой концентрации водорода на уровне экзобазы, так и для потока убегания. Учитывая различные температуры экзобазы, уровень изменчивости потока убегания может оказаться либо ниже (при более низких температурах на пике), либо выше (при более высоких температурах на пике, которые кажутся более правдоподобными с учетом наблюдаемых вариаций термосферы [24]). В работе [23] были предсказаны примерно пятикратная годовая изменчивость скорости убегания атомов водорода из короны Марса с максимальным значением в перигелии и более высокие пиковые значения при максимуме солнечной активности.

Чтобы изучить взаимодействие потока протонов солнечного ветра с атомарным водородом в протяженной короне Марса, необходимо получить решение кинетических уравнений Больцмана для высыпающих протонов и образующихся при перезарядке атомов водорода с высокими энергиями. В наших предыдущих работах [25–27] детально описаны теоретические основы, методика и вычислительные процедуры, примененные при решении кинетических уравнений Больцмана для протонов и атомов водорода с высокими энергиями. Отметим, что в модели используются лабораторные данные о зависимости сечения перезарядки протонов и атомов водорода от энергии [25, 26], а также измеренные в лаборатории распределения угла рассеяния в столкновениях протонов с высокими энергиями с тепловыми атомами водорода из короны Марса.

В качестве входных параметров модели используются следующие значения. Исследуемая область атмосферы ограничена нижней границей, расположенной на высоте 80 км, где частицы р/Н эффективно термализуются. Верхняя граница установлена на высоте 3000 км, где измерения потока и спектра высыпающих протонов из невозмущенного солнечного ветра были выполнены прибором MAVEN/SWIA [28]. Профили температуры и плотности основных компонент  $\text{CO}_2$ ,

$\text{CO}$  и  $\text{O}$  атмосферы взяты из модели [29] для низкого уровня солнечной активности. Распределение атомов водорода в протяженной короне Марса задавалось при помощи модели Чемберлена для планетной экзосферы [30], параметры которой для базового расчета были выбраны следующими: высота экзобазы  $h_{\text{exo}} = 200$  км, температура и плотность атомарного водорода на высоте экзобазы задавались равными  $T(h_{\text{exo}}) = 179$  К и  $n_{\text{H}}(h_{\text{exo}}) = 1.48 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$  в соответствии с результатами работы [4]. Распределение атомов водорода в короне Марса в базовом случае показано на рис. 1 в работе [27]. В расчетах были рассмотрены вариации лучевой концентрации водорода в короне Марса, когда при тех же параметрах экзобазы увеличивалась концентрация атомов водорода  $n_{\text{H}}(h_{\text{exo}})$  на уровне экзобазы в 2 и 5 раз.

В работе [27] показано, что одним из определяющих параметров численной модели является положение границы индуцированной магнитосферы (ГИМ). Как следует из наблюдений [31, 32], положение ГИМ варьируется в широких пределах и для условий, соответствующих базовому расчету, находится на высоте  $\sim 820$  км [28]. Давление в водородной короне можно описать с помощью выражения

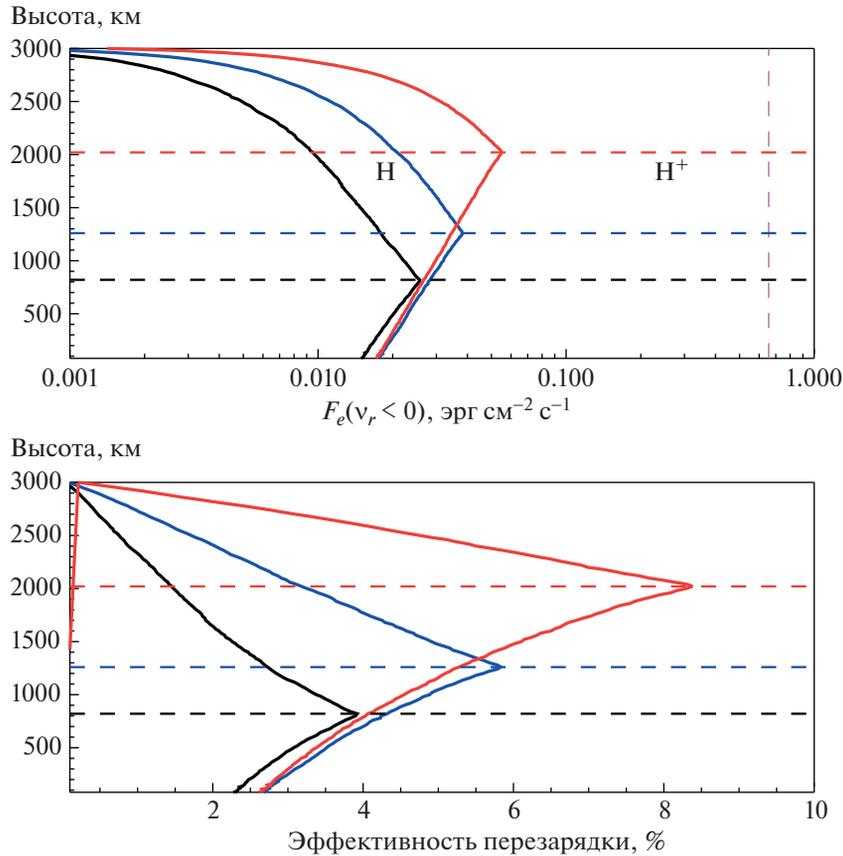
$$P(R) = P_0 \exp \left\{ -\frac{GM_{\text{Mars}}}{c_T^2} \left( \frac{1}{R_0} - \frac{1}{R} \right) \right\}, \quad (1)$$

где  $c_T$  – изотермическая скорость звука в короне,  $R_0 = R_{\text{Mars}} + H_0$  – положение экзобазы,  $H_0$  – высота экзобазы над поверхностью Марса,  $P_0$  – давление на экзобазе,  $R = R_{\text{Mars}} + H$  – некоторая точка наблюдения. Здесь  $G$  – гравитационная постоянная,  $M_{\text{Mars}}$  – масса планеты. Для определения положения тангенциального разрыва (границы индуцированной магнитосферы Марса) можно использовать приближение Ньютона [33]. В этом случае считается, что звездный ветер состоит из невзаимодействующих частиц, которые при столкновении с обтекаемым телом теряют долю  $K$  нормальной к поверхности тела компоненты импульса. Это приближение хорошо работает для существенно сверхзвуковых течений, что в случае Марса хорошо выполняется. Формула Ньютона описывает распределение давления на поверхности тангенциального разрыва

$$P = K \rho_w v_w^2 \cos(\vec{n}, \vec{v}_w), \quad (2)$$

где  $\rho_w$  – плотность набегающего потока,  $\vec{v}_w$  – скорость набегающего потока,  $\vec{n}$  – вектор нормали к элементу поверхности тангенциального разрыва. Приравнявая выражения (1) и (2), в точке лобового столкновения  $\cos(\vec{n}, \vec{v}_w)$  находим:

$$K \rho_w v_w^2 = P_0 \exp \left\{ -k \left( \frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_{\text{IMB}}} \right) \right\}. \quad (3)$$



**Рис. 1.** *Верхняя панель:* высотные профили нисходящего потока энергии атомарного водорода, образующегося за счет перезарядки протонов невозмущенного солнечного ветра с тепловыми атомами водорода в протяженной короне Марса. Для базового расчета профиль показан сплошной черной линией, для расчетов с увеличенной в 2 и 5 раз концентрацией – синей и красной линиями соответственно. Вертикальная прямая показывает значение потока энергии протонов невозмущенного солнечного ветра. Горизонтальные прямые показывают положение границы индуцированной магнитосферы. *Нижняя панель:* вертикальные профили эффективности перезарядки для различных значений лучевой концентрации атомов H в короне.

Здесь обозначено

$$k = \frac{GM_{\text{Mars}}}{c_T^2 R_{\text{Mars}}}$$

Для водородной короны Марса  $k = 8.985$ . Также введены безразмерные радиусы

$$r_0 = 1 + \frac{H_0}{R_{\text{Mars}}}, \quad r_{\text{IMB}} = 1 + \frac{H_{\text{IMB}}}{R_{\text{Mars}}}$$

Величина  $H_{\text{IMB}}$  определяет высоту границы индуцированной магнитосферы (ГИМ) в точке лобового столкновения. Из уравнения (3) для высоты ГИМ получаем соотношение

$$\frac{1}{r_{\text{IMB}}} = \frac{1}{r_0} + \frac{1}{k} \ln \left[ \frac{K \rho_w v_w^2}{P_0} \right]. \quad (4)$$

Изменим давление на экзобазе в  $m$  раз:  $P_0' = mP_0$  (поскольку корона изотермическая, то это соответствует изменению в  $m$  раз плотности). Найдем,

как при этом изменится высота ГИМ. Подставляя в (4)  $P_0'$  вместо  $P_0$ , получим:

$$\frac{1}{r_{\text{IMB}}'} = \frac{1}{r_{\text{IMB}}} - \frac{\ln m}{k}$$

Если для базового случая высота атмосферы была 820 км, то при 2- и 5-кратном увеличении лучевой концентрации водорода в короне высоты, на которых расположена ГИМ, приблизительно равны 1267 и 2026 км соответственно. Эти значения и были использованы в расчетах.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

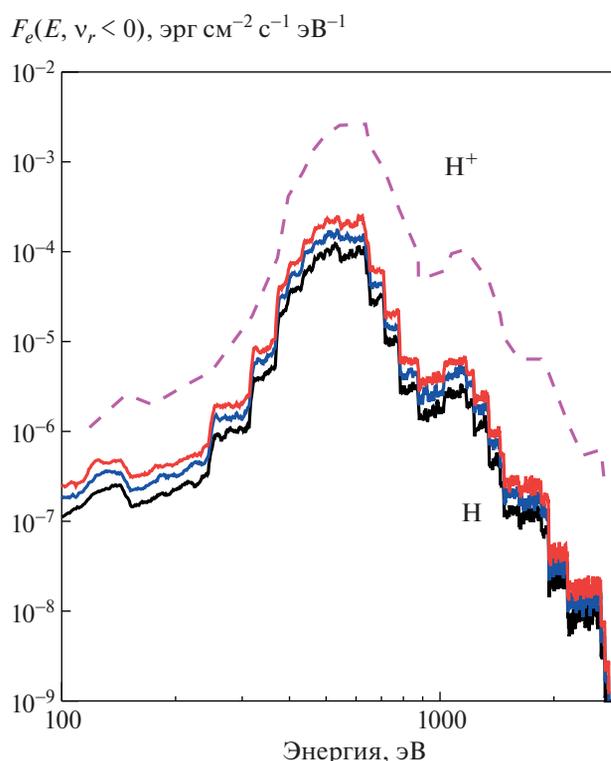
Для исследования эффективности перезарядки протонов солнечного ветра с тепловыми атомами водорода в протяженной короне Марса, а также определения степени зависимости результатов от лучевой концентрации водорода были проведены три серии расчетов – для базового

значения концентрации водорода на уровне экзобазы  $n_{\text{H}}(h_{\text{exo}}) = 1.48 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$  [12] и увеличенного в 2 и 5 раз значения этого параметра. В качестве граничного условия на высоте 3000 км принимался энергетический спектр потока протонов от невозмущенного солнечного ветра, измеренный на орбите 27 февраля 2015 г. [28]. Как отмечалось выше, одним из определяющих параметров используемой модели является положение границы индуцированной магнитосферы. Протоны не могут пересекать ГИМ, поэтому в модели их поток принимался равным нулю во всей счетной области, расположенной ниже ГИМ. В проведенных сериях расчетов граница индуцированной магнитосферы размещалась на высотах 820, 1260 и 2020 км соответственно.

Результаты расчетов представлены на рис. 1 и 2. На верхней панели рис. 1 показаны высотные профили нисходящего потока энергии атомов водорода, проникающего в верхнюю атмосферу Марса. Для базового расчета профиль показан сплошной черной линией, для расчетов с увеличенной в 2 и 5 раз концентрацией – синей и красной линиями соответственно. На нижней панели рис. 1 приведены высотные профили эффективности перезарядки в столкновениях протонов солнечного ветра с экзосферными атомами водорода. Эффективность перезарядки определяется как соотношение локального нисходящего потока энергии атомов водорода к потоку энергии высыпавшихся протонов солнечного ветра, рассчитанного на верхней границе  $h = 3000 \text{ км}$  и показанного прерывистой вертикальной прямой на верхней панели рис. 1. На всех панелях черным, синим и красным горизонтальными штрихпунктирами показаны положения ГИМ, соответствующих значениям 820, 1260 и 2020 км.

Из представленных расчетов видно, что значение эффективности перезарядки для базовой модели изменяется в интервале 2.5–4% (см. также [27]). Эти значения согласуются с результатами расчетов при помощи гибридных моделей воздействия солнечного ветра на верхнюю атмосферу Марса [34–36]. Эффективность перезарядки в случаях увеличения в 2 и 5 раз лучевой концентрации атомов H в короне Марса также возрастает и достигает значений в 6 и 8% соответственно.

На рис. 2 показаны энергетические спектры нисходящего потока атомов водорода, проникающих в атмосферу через границу индуцированной магнитосферы Марса для разных значений лучевой концентрации атомарного водорода. Цвета энергетических спектров соответствуют расчетам с базовой (линия черного цвета), 2-кратной (линия синего цвета) и 5-кратной (линия красного цвета) лучевыми концентрациями атомов H в короне Марса. Штриховая линия малино-



**Рис. 2.** Энергетические спектры нисходящего потока атомов водорода, рассчитанные на границе индуцированной магнитосферы для разных значений лучевой концентрации атомарного водорода в короне Марса. Черной сплошной линией показан базовый расчет, синей и красной – варианты с увеличенной в 2 и 5 раз лучевой концентрацией водорода соответственно. Линия малинового цвета показывает энергетический спектр потока протонов невозмущенного солнечного ветра на верхней границе модели 3000 км.

вого цвета показывает энергетический спектр протонов невозмущенного солнечного ветра [28]. В расчетах при помощи кинетической Монте-Карло модели установлено, что энергетический спектр проникающих в атмосферу Марса атомов водорода идентичен по своей структуре спектру невозмущенных протонов солнечного ветра. Известно, что используемое в модели сечение перезарядки протонов на атомах водорода [34] в рассматриваемом диапазоне энергий 100–2000 эВ уменьшается лишь в несколько раз, а резкое падение значений сечения наблюдается для энергий выше 10 кэВ. В то же время частота столкновений перезарядки  $\sim E^{1/2} \sigma_{\text{pH}}(E)$  слабо изменяется в исследованном интервале энергий  $E \in [100, 2000 \text{ эВ}]$ , здесь  $\sigma_{\text{pH}}(E)$  – зависящее от энергии сечение перезарядки  $\text{H}^+ - \text{H}$ . Соответственно перезарядка протонов солнечного ветра в короне Марса является резонансным процессом со слабо изменяющейся частотой столкновений в интервале энергий 100–2000 эВ, что и приводит к подобию энер-

гетического спектра нисходящего потока атомов водорода исходному спектру протонов из невозмущенного солнечного ветра.

Данный результат (см. также [27]) является одним из основных отличий от результатов расчетов других авторов (см., например, [35–37]), в которых энергетические спектры нисходящего потока атомов водорода отличаются от исходного спектра протонов невозмущенного солнечного ветра. Как было показано в наших предыдущих исследованиях [25, 26], энергетический спектр протонов, образовавшихся глубоко в атмосфере Марса за счет процессов отрыва электрона у проникающих через границу индуцированной магнитосферы атомов водорода H с энергетическим спектром, аналогичным показанным на рис. 2 спектрам, может иметь форму, близкую к спектру воздействующих на корону протонов солнечного ветра. Эти расчеты находятся в хорошем соответствии с измерениями прибора MAVEN/SWIA [28], показавших присутствие даже вблизи периапсиса (~160 км) КА MAVEN в дневной термосфере проникающих протонов со скоростью, близкой к скорости солнечного ветра.

## 5. ВЫВОДЫ

В работе приведены результаты кинетических расчетов эффективности перезарядки в протяженной водородной короне Марса. Установлено, что значение эффективности перезарядки изменяется в интервале 4–8% для выявленных в наблюдениях вариаций лучевой концентрации атомарного водорода в короне Марса. Показано, что энергетический спектр атомов водорода, проникающих через границу индуцированной магнитосферы в атмосферу Марса, идентичен спектру невозмущенных протонов солнечного ветра. Это важный результат, так как увеличение значений эффективности перезарядки приводит к образованию дополнительного потока энергии за счет проникающих в верхнюю атмосферу Марса атомов водорода с высокими энергиями, вызванному сезонными и спорадическими вариациями содержания водорода в короне. Выявленный эффект необходимо учитывать как для уточнения инженерных моделей атмосферы Марса, используемых в космических миссиях со спускаемыми аппаратами на поверхность Марса, так и при изучении эволюционных свойств марсианской атмосферы, в частности, в исследованиях процессов потери атмосферы Марса на астрономических масштабах времени. Интересным приложением полученных результатов представляется исследование вклада процессов высыпания при помощи кинетической модели [25, 26] в изменения химического состава верхней атмосферы на высотах ~100 км и ниже, где в наблюдениях прибора ACS на борту КА “ExoMars Trace Gas Orbiter” [18, 19] открыты

крупные и быстрые вторжения паров воды и ледяных частиц, вызванные сезоном пылевых бурь на Марсе.

Использование представленных результатов расчетов совместно с разработанной ранее кинетической моделью [25, 26] высыпания протонов и атомов водорода в планетную атмосферу позволяет проследить все этапы проникновения протонов невозмущенного солнечного ветра в плотные слои атмосферы и оценить наблюдаемые характеристики протонных сияний в зависимости от вариаций лучевой концентрации водорода в протяженной короне Марса [38–40].

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 19-12-00370).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. E. Anderson, Jr., *J. Geophys. Res.* **79**, 1513 (1974).
2. J. Y. Chaufray, J.-L. Bertaux, F. Leblanc, and E. Quémerais, *Icarus* **195**, 598 (2008).
3. P. D. Feldman, A. J. Steffl, J. W. Parker, M. F. A’Hearn, J.-L. Bertaux, et al., *Icarus* **214**, 394 (2011).
4. M. S. Chaffin, J. Y. Chaufray, D. Deighan, N. M. Schneider, M. Mayyasi, J. T. Clarke, et al. *J. Geophys. Res.: Planets* **123**, 2192 (2018).
5. M.B. McElroy and T.M. Donahue, *Science* **177**, 986 (1972).
6. Y. L. Yung, J.-S. Wen, J. P. Pinto, M. Allen, K. K. Pierce, and S. Paulsen, *Icarus* **76**, 146 (1988).
7. B. M. Jakosky, D. Brain, M. Chaffin, S. Curry, J. Deighan, J. Grebowsky, et al., *Icarus* **315**, 146 (2018).
8. M. S. Chaffin, J. Y. Chaufray, I. Stewart, F. Montmessin, N. M. Schneider, and J. L. Bertaux, *Geophys. Res. Lett.* **41**, 314 (2014).
9. L. Maltagliati, F. Montmessin, A. Fedorova, O. Korablev, F. Forget, and J.-L. Bertaux, *Science* **333**, 1868 (2011).
10. L. Maltagliati, F. Montmessin, O. Korablev, A. Fedorova, F. Forget, et al., *Icarus* **223**, 942 (2013).
11. J. T. Clarke, J. L. Bertaux, J. Y. Chaufray, G. R. Gladstone, E. Quemerais, J.K. Wilson, and D. Bhattacharyya, *Geophys. Res. Lett.* **41**, 8013 (2014).
12. D. Bhattacharyya, J. T. Clarke, J.-L. Bertaux, J.-Y. Chaufray, and M. Mayyasi, *Geophys. Res. Lett.* **42**, 8678 (2015).
13. J. S. Halekas, *J. Geophys. Res. Planets* **122**, 901, (2017).
14. V. A. Krasnopolsky and P. D. Feldman, *Science* **294**, 1914 (2001).
15. A. Spiga, J. Faure, J.-B. Madeleine, A. Maattanen, and F. Forget, *J. Geophys. Res.* **118**, 746 (2013).
16. T. Navarro, J.-B. Madeleine, F. Forget, A. Spiga, E. Millour, F. Montmessin, and A. Määttänen, *J. Geophys. Res.* **119**, 1479 (2014).
17. A. Fedorova, J.-L. Bertaux, D. Betsis, F. Montmessin, O. Korablev, L. Maltagliati, and J. Clarke, *Icarus* **300**, 440 (2018).

18. *A. C. Vandaele, O. Korabiev, F. Daerden, et al.*, *Nature* **568**, 521 (2019).
19. *A. A. Fedorova, F. Montmessin, O. Korabiev, M. Luginin, et al.*, *Science* **367**, 297 (2020).
20. *J. Y. Chaufray, R. Modolo, F. Leblanc, G. Chanteur, R. E. Johnson, and J. G. Luhmann*, *J. Geophys. Res.* **112**, (2007).
21. *M. S. Chaffin, J. Deighan, N. M. Schneider, and A. I. F. Stewart*, *Nature Geoscience* **10**, 174 (2017).
22. *N. G. Heavens, A. Kleinboehl, M. S. Chaffin, J. S. Halekas, et al.*, *Nature Astronomy* **2**, 126 (2018).
23. *J.-Y. Chaufray, F. Gonzalez-Galindo, F. Forget, M. A. Lopez-Valverde, F. Leblanc, R. Modolo, and S. Hess*, *Icarus* **245**, 282 (2015).
24. *S. W. Bougher, K. J. Roeten, K. Olsen, P. R. Mahaffy, M. Benna, M. Elrod, et al.*, *J. Geophys. Res.: Space Physics* **122**, 1296 (2017).
25. *D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, J.-C. Gérard, and B. Hubert*, *J. Geophys. Res.: Space Physics* **123**, 5850 (2018).
26. *V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, J.-C. Gérard, and B. Hubert*, *Astronomy Reports* **63**, 835 (2019).
27. *V. I. Shematovich and D. V. Bisikalo*, *Astronomy Reports*, **64**, 836 (2020).
28. *J. S. Halekas, R. J. Lillis, D. L. Mitchell, T. E. Cravens, et al.*, *Geophys. Res. Lett.* **42**, (2015).
29. *J. L. Fox and A. B. Hac*, *Icarus* **204**, 527 (2009).
30. *J. W. Chamberlain*, *Planetary and Space Science* **11**, 901 (1963).
31. *J. S. Halekas, S. Ruhunusiri, Y. Harada, G. Collinson, et al.*, *J. Geophys. Res.: Space Physics* **122**, 547 (2017).
32. *N. Romanelli, R. Modolo, F. Leblanc, J.-Y. Chaufray, et al.*, *J. Geophys. Res.: Space Physics* **123**, 5315 (2018).
33. *В. Б. Баранов, К. В. Краснобаев*, *Гидродинамическая теория космической плазмы* (М.: Наука, 1977).
34. *B. G. Lindsay and R. F. Stebbings*, *J. Geophys. Res.* **110**, A12213 (2005).
35. *E. Kallio, J. G. Luhmann, and S. Barabash*, *J. Geophys. Res.* **102**, 22183 (1997).
36. *E. Kallio and S. Barabash*, *J. Geophys. Res.* **106**, 165 (2001).
37. *X.-D. Wang, S. Barabash, Y. Futaana, V. Shematovich, A. Galli, A. Grigoriev, and P. Wurz*, *J. Geophys. Res.: Space Physics* **124**, 4104 (2019).
38. *J.-C. Gérard, B. Hubert, B. Ritter, L. Libert, V. I. Shematovich, and D. V. Bisikalo*, *Icarus* **321**, 266 (2019).
39. *J. Deighan, S. K. Jain, M. S. Chaffin, X. Fang, et al.*, *Nature Astronomy* **2**, 802 (2018).
40. *A. Hughes, M. Chaffin, E. Mierkiewicz, J. Deighan, et al.*, *J. Geophys. Res.: Space Physics* **124**, 10,533 (2019).

УДК 521.328

## УЛУЧШЕНИЕ ОРБИТ ЧЕТЫРЕХ ВИЗУАЛЬНО-ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДАННЫХ GAIA DR2 И НАБЛЮДЕНИЙ 26-ДЮЙМОВОГО РЕФРАКТОРА ПУЛКОВСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

© 2021 г. Л. Г. Романенко<sup>1</sup>\*, И. С. Измайлов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

\*E-mail: lrom1962@list.ru

Поступила в редакцию 19.12.2019 г.

После доработки 28.09.2020 г.

Принята к публикации 30.10.2020 г.

В данной работе используется модифицированный метод параметров видимого движения (ПВД), в котором исходными данными из каталога Gaia DR2 являются не только высокоточные координаты, параллаксы и лучевые скорости компонентов исследуемых широких двойных звезд, но и их собственные движения. Совпадение ПВД-орбит, полученных как по данным Gaia DR2, так и по данным пулковских рядов 1960–2019 гг., ведет к орбите, однозначной в смысле восходящего узла. Представлены результаты улучшения орбит таких визуально-двойных звезд Пулковской программы исследований, как ADS 246, 2757, 10386 и 12169. Получены орбиты (с периодами 1226, 1075, 4500 и 4900 лет), параметры ориентации орбит в галактической системе координат и массы этих систем ( $0.59 \pm 0.05$ ,  $1.7 \pm 0.3$ ,  $1.7 \pm 0.4$  и  $2.25 \pm 0.5 M_{\odot}$ ). Показано, что плотные однородные ряды наземных наблюдений, таких как ПЗС-наблюдения на 26-дюймовом рефракторе Пулковской обсерватории, не теряют актуальности, служат базой для выявления наилучшего решения как по данным Gaia, так и по собственным наблюдениям, и должны быть продолжены. Показано также, что метод Тиле-Иннеса не подходит для определения орбит двойных звезд с разделением более 100 а.е. Статья основана на докладе, сделанном на конференции “Астрометрия вчера, сегодня, завтра” (ГАИШ МГУ, 14–16 октября 2019 г.).

DOI: 10.31857/S0004629921030026

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время хорошо изучены тесные звездные системы с коротким периодом обращения, в то время как широкие двойные — ценный объект для исследования с точки зрения проблемы возникновения и эволюции широких пар не только для получения масс звезд, но и для понимания эволюции звездной материи и галактической динамики. Кроме того, получение (уточнение) орбит визуально-двойных звезд в окрестности Солнца способствует решению актуальной проблемы современной астрономии — изучению этих звезд как родительских для обнаружения возможных экзопланет. Так, в статье Шахт и др. [1] выполнены расчеты границ обитаемых зон вокруг избранных звезд Пулковской программы исследований и получены оценки астрометрического сигнала, зависящего от гравитационного влияния гипотетических планет.

Традиционно изучают орбитальное движение в двойных звездах для определения их масс и динамических параллаксов. Но это действительно только для тех звезд, у которых наблюдения по-

крывают большую часть орбиты. Для широких пар с периодами в сотни и тысячи лет мы имеем только короткую дугу всего эллипса. Таким образом, мы получаем обратную задачу: зная спектральные классы компонентов, мы можем оценить их массы согласно зависимости “масса–светимость” и вычислить элементы кеплеровой орбиты. С другой стороны, достаточно часто разные авторы дают разные оценки спектральной классификации компонентов исследуемых нами звезд. Кроме того, разные методы дают разные оценки их масс с отличием в 0.5 массы Солнца и более.

Известно, что долгопериодические двойные звезды с расстоянием между компонентами более 100 а.е. являются наименее изученными объектами, в 6-м каталоге орбит визуально-двойных звезд [2] они составляют всего 7%. В работе Киселева и Романенко [3] высказано подозрение, что их орбиты круто наклонены к плоскости Галактики. Возможно, это связано с еще неизученными особенностями ее строения. Чтобы изучить этот вопрос, необходимо иметь достаточный статистический материал.

Проблема преимущественного направления в распределении орбитальных полюсов визуально-двойных систем в окрестности Солнца является в настоящее время актуальной задачей. Так, в статье Агати и др. [4] проанализированы данные 6-го каталога орбит [2]. Для 20 систем до 8 пк полюса концентрируются к точке с галактическими координатами  $(L, B) \sim (46^\circ, +37^\circ)$ . Для полной выборки из 51 системы до 18 пк концентрация полюсов исчезает. В работе Агати и др. [4] сделан вывод, что действительность отклонения от изотропии не может быть оценена на данном этапе с уверенностью, так как доступно слишком мало систем с надежно определенными орбитальными элементами и положением восходящего узла орбиты. Таким образом стоит пополнять банк этих данных и изучать результаты.

Исследование динамики широких пар звезд с периодом обращения порядка тысячи лет кардинальным образом отличается от исследования динамики тесных пар.

1. Первые эпохи позиционных наблюдений широких пар имеют значительно худшие погрешности, чем современные наблюдения. Причем процент грубых промахов весьма высок, поэтому введение весов (например, по методу наблюдений — визуальные, фотографические, спекл-интерферометрические, ПЗС или космические) не исправляют ситуацию. С другой стороны, первые эпохи — начало наблюдаемой дуги — имеют решающее значение при определении таких орбит.

2. Самые распространенные в настоящее время методы определения орбит (напр., Харткопф и др. [5], Хэйл [6], Мэйсон и др. [7], Байдин и др. [8], Измайлов [9]) основаны на методе Тиле-Иннеса, предполагающем, что наблюдения приходятся на разные фазы по всей орбите и охватывают весь видимый эллипс, а потому известен период  $P$ , эксцентриситет  $e$  и момент прохождения через периастр  $T_{\text{П}}$ . Однако за всю общемировую историю позиционных наблюдений двойных звезд (180–200 лет) широкие пары прошли в своем относительном орбитальном движении фазу в 3–5% своего эллипса, и указанные величины заранее не определены. А значит, использование этого метода не оправдано. То же касается нового алгоритма Блант и др. [10], связанного, в основном, с подгонкой орбит экзопланет.

3. Все перечисленные методы получения орбит двойных звезд приводят к двумерному решению в смысле определенности восходящего узла. Только дополнительные исследования с привлечением лучевых скоростей компонентов (а это не всегда выполняемая задача как для тесных, так и для широких пар) ведут к однозначности.

4. Использование методов, разработанных для вычислений орбит тесных пар, нередко приводит к получению долгопериодических орбит, соот-

ветствующих сумме масс компонентов в несколько десятков масс Солнца, значительно превышающей величину, определенную зависимостью “масса—светимость”. Примером могут послужить работы Мэйсона и др. ([7], ADS 7724,  $17 M_{\odot}$ ) и Измайлова ([9], см. ниже). Однако авторы никак не комментируют данное обстоятельство. В работе Байдина и др. [8] используются фотометрические данные, и эта проблема решается введением соответствующего коэффициента.

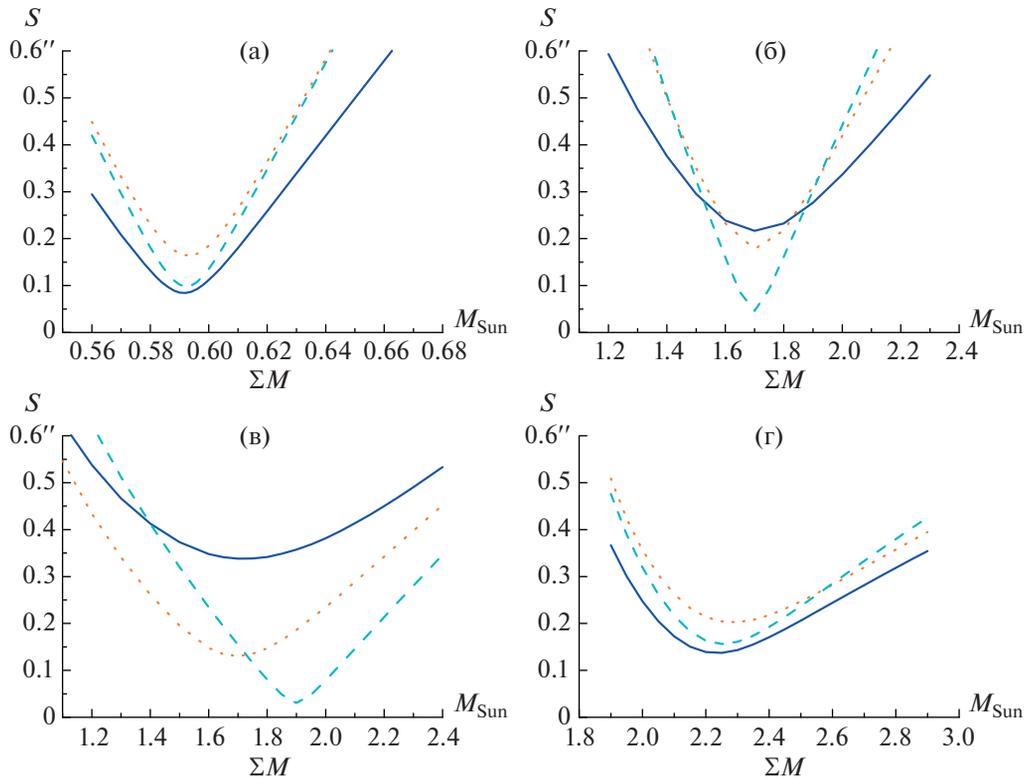
На рис. 2а показаны наблюдения компонента В относительно главной звезды А пары ADS 246 согласно Вашингтонскому каталогу двойных звезд (WDS [11]). За 150 лет наблюдения покрыли дугу в  $12^\circ$ . Эту дугу можно описать вероятными орбитами с периодами от 800 до 8000 лет [9], если использовать только позиционные наблюдения, т.е. классический подход к определению орбиты. Если принять значение параллакса Gaia DR2 [12], то соответствующие суммы масс будут варьироваться от  $0.51$  до  $12.0 M_{\odot}$ . Для ADS 2757 и ADS 12169, исследуемых в настоящей работе, этот разброс согласно орбитам Измайлова [9] составляет от 3.5 до 2600 и от 2.5 до 3700  $M_{\odot}$  соответственно. Для уменьшения этой неопределенности необходим другой подход. Следует отметить, что, имея в виду погрешности визуальных наблюдений XIX–начала XX в., классические методы дают надежные результаты определения орбит на дугах не менее  $25^\circ$  (см. исследование Байдина [13]) и в данном случае не работают.

Таким образом, в настоящее время назревает необходимость разработки стандартного формального метода определения орбит широких пар, учитывающего все эти моменты.

## 2. МЕТОД ПВД И ЕГО МОДИФИКАЦИЯ

Параметрами видимого движения мы называем следующие величины, определенные на средний момент  $T_0$ :  $\rho$  и  $\theta$  — полярные координаты спутника В относительно главной звезды А,  $\mu$  и  $\psi$  — величина и позиционный угол видимого относительного движения.

В методе параметров видимого движения (ПВД), разработанном Киселевым и Кияевой [14–18], мы берем за основу (базис) не все разрозненные позиционные наблюдения разных авторов, а плотный однородный ряд. Это необходимо, чтобы получить не только относительное положение компонентов, но и скорость в картинной плоскости. Кроме того, мы используем относительную скорость по лучу зрения, полученную по данным из литературы (спектральных наблюдений). Для правильного вычисления пространственной скорости точность определения лучевой составляющей должна быть порядка  $0.1$  км/с. Определив пространственные вектора положе-



**Рис. 1.** Поиск решения для ADS 246 (а), ADS 2757 (б), ADS 10386 (в) и ADS 12169 (г). Приведены зависимости  $S = f(M_{AB})$  для разных базисов. Сплошная (синяя) и штриховая (голубая) линии – результаты, полученные по объединенному ряду (фото + ПЗС) и только по пулковским ПЗС-наблюдениям соответственно, пунктирная линия (оранжевая) – результат, полученный по данным Gaia DR2 [12].

ния  $\vec{R}$  и скорости  $\vec{V}$  на некоторый средний момент времени (идея Лапласа), мы получаем семейство орбит, зависящих от пространственного расстояния между компонентами  $r$ :

$$r_{\min} = \frac{\rho}{\pi_t} \leq r < r_{\max} = \frac{8\pi^2}{V^2} M_{AB}. \quad (1)$$

Здесь слева – минимальная величина расстояния  $r$  (величина проекции вектора  $\vec{R}$  на картинную плоскость), справа – максимальная величина  $r$ , допускающая эллиптическое движение согласно интегралу энергии в задаче двух тел,  $\pi_t$  – тригонометрический параллакс,  $M_{AB}$  – суммарная масса компонентов (в единицах  $M_\odot$ ),  $V$  – пространственная скорость спутника В относительно главной звезды А (в а. е./год), которая определяется из позиционных и спектральных наблюдений:

$$V^2 = \left(\frac{\mu}{\pi_t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta V_r}{4.74}\right)^2, \quad (2)$$

где  $\Delta V_r = V_{rB} - V_{rA}$  – относительная лучевая скорость компонентов в км/с.

Обозначим через  $\beta$  – угол наклона вектора  $\vec{R}$  к картинной плоскости на средний момент  $T_0$ . Его величину можно определить из соотношения:

$$r \cos \beta = \frac{\rho}{\pi_t}, \quad (3)$$

где  $r$  должно удовлетворять условию (1) при заданных  $\rho$ ,  $\pi_t$ ,  $V$  и  $M_{AB}$ . Величина угла  $\beta$  лежит в пределах от минимального  $\beta_{\min} = 0$  до максимального  $\pm\beta_{\max}$ .

Следует отметить, что из соотношения (3) мы получаем два значения  $\pm\beta$ , соответствующие расположению В относительно А на момент  $T_0$  за картинной плоскостью ( $\beta > 0$ ) или перед ней ( $\beta < 0$ ). В результате мы получаем две равновероятные орбиты, тождественные в динамическом смысле и различные в геометрическом.

В случае наличия наблюдений, достаточно удаленных от основного (базисного) ряда, можно определить единственное решение из семейства орбит, подобрав угол  $\beta$ , наилучшим образом удовлетворяющий всем наблюдениям, следующим образом (см. [17, 18]).

Сначала мы исследуем общемировой ряд разрозненных наблюдений с учетом моментов, описанных во Введении, тщательно анализируем его. Что касается первых эпох, то наша практика динамических исследований более 50 визуально-двойных звезд (см. обзор Романенко и Калиниченко [19]) показала, что наблюдения В. Струве 1830–1835 гг. наиболее надежны среди наблюдений начала XIX века. В то же время более ранние наблюдения этого ученого, полученные с другим инструментом, могут содержать грубые ошибки, особенно по позиционному углу. Для выявления грубых промахов мы сравниваем все общемировые наблюдения с предварительной орбитой отдельно по угловому расстоянию  $\rho$  и отдельно по позиционному углу  $\theta$ . Такая орбита необходима, так как наблюденная дуга эллипса более  $3^\circ$  нелинейна, а движение по ней неравномерно. Далее используем известный критерий  $3\sigma$  для отсева таких промахов.

Оставшиеся позиционные наблюдения мы делим на временные отрезки в 40 лет и для средних моментов получаем полярные координаты ( $\rho$ ,  $\theta$ ) на этих участках для получения наиболее четких положений с разными фазами. Так мы составляем контрольный ряд сравнения.

Далее для выбора наилучшего решения из семейства орбит мы используем не непосредственное сравнение эфемерид с наблюдениями, а согласие между собой элементов Тиле-Иннеса ( $A$ ,  $B$ ,  $F$ ,  $G$ ), которые можно вычислить по геометрическим элементам орбиты ( $a$ ,  $i$ ,  $\omega$ ,  $\Omega$ ) без привлечения наблюдений, и по динамическим элементам ( $P$ ,  $T$ ,  $e$ ) с привлечением контрольного ряда сравнения. Более подробно см. работу Кияевой [20]. Критерием является минимум функции  $S$ :

$$S = \sqrt{\Delta A^2 + \Delta B^2 + \Delta F^2 + \Delta G^2}. \quad (4)$$

Здесь  $\Delta A$ ,  $\Delta B$ ,  $\Delta F$ ,  $\Delta G$  – разности элементов Тиле-Иннеса, полученных двумя путями. Элементы Тиле-Иннеса – это направляющие косинусы осей измеренных и орбитальных координат, умноженные на большую полуось орбиты  $a$ , поэтому, если орбита хорошо согласована, то  $S < Err_a$ .

В отличие от непосредственного сравнения наблюдений и эфемерид функция  $S$  более чувствительна, в данном случае нет необходимости назначать веса конкретным разнородным наблюдениям, которые обязательно вносят некоторую субъективность, но важно иметь несколько надежных точек, разнесенных по всей дуге вблизи середины полосы наблюдений. Другими словами, мы сравниваем две дуги: эфемериду, полученную по базисной дуге с заданным углом  $\beta$  и массой  $M_{AB}$ , и выровненную общемировую наблюденную дугу. Такой алгоритм сравнения позволяет исследовать как все семейство орбит в за-

висимости от  $\beta$  для фиксированной массы, так и задавать сумму масс компонентов в интересующих нас пределах с некоторым шагом, выявить зависимость функции  $S$  от массы (ее минимум) и сравнить с массой, соответствующей зависимости “масса–светимость”.

В методе ПВД ошибки элементов полученных орбит ( $a$ ,  $P$ ,  $e$ ,  $\omega$ ,  $i$ ,  $\Omega$  и  $T_{\Pi}$ ) вычисляются с помощью вариации каждого из исходных параметров ( $\rho$ ,  $\theta$ ,  $\mu$ ,  $\psi$ ,  $\pi$ ,  $\Delta V_r$  и  $\beta$ ) в пределах его ошибки [14]. И, если ранее наибольшее влияние на элементы орбиты оказывали ошибки относительной лучевой скорости и параллакса, то использование результатов Gaia DR2 [12] привело к существенно уменьшению влияния ошибки последнего.

Из высокоточных наблюдений Gaia DR2 [12] положений и собственных движений для каждого компонента можно получить параметры видимого движения и семейства орбит, затем наилучшую орбиту [17]. Однако для каждой заданной суммы масс компонентов будет свое семейство и своя наилучшая орбита. В настоящей работе мы предлагаем анализировать не только семейство орбит, полученное по базису Gaia DR2, но и по базису плотных однородных наземных рядов – пулковских наблюдений. Совпадение орбит, определенных по разным базисам, приводит, по нашему убеждению, к окончательной орбите, к повышению ее надежности. Масса системы, соответствующая этой орбите, также является окончательно определенной. Пределы совпадения орбит дают оценки погрешности этой величины.

### 3. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Компоненты исследуемых здесь звезд (ADS 246, 2757, 10386 и 12169) – это красные и желтые карлики от 6 до  $11^m$  с расстояниями между ними от 7 до  $35''$ . Эти пары входят в Пулковскую программу исследований [21], ПЗС-наблюдения которых продолжаются на 26-дюймовом рефракторе [22, 23]. В настоящей работе использованы ПЗС-наблюдения 2003–2019 гг., которые можно загрузить из Страсбургского центра данных или в системе астрометрических баз данных Пулковской обсерватории<sup>1</sup>. Здесь мы приводим фрагменты этих таблиц: в табл. 1 даны индивидуальные наблюдения (для вычислений), в табл. 2 – среднегодовые (для демонстрации результатов и рисунков). С появлением новых данных [12] и новых алгоритмов [17] появилась возможность получить ПВД-орбиты этих двойных по данным Gaia и сравнить их с ПВД-орбитами, полученными по пулковским рядам.

В табл. 3 даны звездные величины и спектральные классы компонентов исследуемых звезд

<sup>1</sup> <http://izmcdd.puldb.ru/vds.htm>

**Таблица 1.** Результаты индивидуальных ПЗС-наблюдений 4 визуально-двойных звезд на 26-дюймовом рефракторе Пулковской обсерватории (фрагмент)

ADS	Дата, эпоха	$N1$	$\rho, ''$ $\sigma_\rho, ''$	$\theta, ^\circ$ $\sigma_\theta, ^\circ$	$\sigma_{\rho 1}, ''$	$\sigma_{\tau 1}, ''$	$\Delta t$
246	2003 12 08	17	35.0288	64.3694	0.0202	0.0336	5.48
	2003.935		$\pm 0.0051$	$\pm 0.0137$			
	2003 12 30	17	35.0328	64.3837	0.0104	0.0283	5.48
	2003.995		$\pm 0.0026$	$\pm 0.0116$			
	2004 01 02	17	35.0298	64.3977	0.0319	0.0316	5.48
	2004.003		$\pm 0.0080$	$\pm 0.0129$			
	2004 11 14	17	34.9811	64.5696	0.0247	0.0287	5.48
	2004.872		$\pm 0.0062$	$\pm 0.0117$			
	2004 12 12	17	34.9771	64.5558	0.0288	0.0268	5.48
2004.948		$\pm 0.0072$	$\pm 0.0110$				

**Примечание.** В столбцах таблицы приведены: ADS – номер исследуемой звезды по каталогу Эйткина; Дата (в формате “год–месяц–день”) и соответствующая ей эпоха (J2000) в годах;  $N1$  – число ПЗС изображений;  $\rho$  – расстояние между компонентами в секундах дуги;  $\theta$  – позиционный угол в градусах;  $\sigma_\rho$  – ошибка расстояния,  $\sigma_\theta$  – ошибка позиционного угла;  $\sigma_{\rho 1}$  и  $\sigma_{\tau 1}$  – ошибки измерения по одному изображению в радиальном и тангенциальном направлениях, где  $\sigma_{\tau 1} = (\pi/180^\circ)\rho\sigma_{\theta 1}$ ;  $\Delta t$  – время экспозиции в секундах.

**Таблица 2.** Результаты среднегодовых ПЗС-наблюдений 4 визуально-двойных звезд на 26-дюймовом рефракторе Пулковской обсерватории (фрагмент)

ADS	Эпоха	$N2$	$\rho, ''$ $\sigma_\rho, ''$	$\theta, ^\circ$ $\sigma_\theta, ^\circ$	$\sigma_{\rho 1}, ''$	$\sigma_{\tau 1}, ''$
246	2003.978	3	35.0318	64.3841	0.0017	0.0067
			$\pm 0.0012$	$\pm 0.0077$		
	2004.910	2	34.9794	64.5622		
	2005.660	5	34.9094	64.5922	0.0075	0.0108
			$\pm 0.0038$	$\pm 0.0088$		
	2006.788	7	34.8725	64.7094	0.0162	0.0102
		$\pm 0.0066$	$\pm 0.0068$			
2007.731	6	34.7896	64.7355	0.0139	0.0100	
		$\pm 0.0062$	$\pm 0.0074$			

**Примечание.** Обозначения те же, что в табл. 1,  $N2$  – число нормальных мест.

согласно WDS [11], характеристики имеющихся коротких дуг наблюдений этих звезд: их продолжительность и изменение позиционного угла для общемировых наблюдений [11], фотографических [21] и ПЗС-наблюдений (табл. 1) на 26" рефракторе ГАО РАН, а также ошибки единицы веса для пулковских рядов. В таблице приведены также данные о рядах Военно-Морской обсерватории США в Вашингтоне: фотографическом USNO и спекл-интерферометрическом WSI согласно [11], если они имеются. Отметим, что дли-

на дуги общемировых наблюдений составляет от  $3^\circ$  до  $20^\circ$ .

В обзоре [19] приведено сравнение аналогичных рядов для 28 звезд Пулковской программы исследований, показано, что точность ПЗС-наблюдений в 5 раз выше точности фотографических. Поэтому в дальнейшем мы начали использовать их в качестве основной дуги (базиса) для некоторых звезд Пулковской программы (см., напр., исследования ADS 12889 = 17 Лебедя FG [24], дуга  $\sim 5^\circ$ ). В методе ПВД важна не только

Таблица 3. Характеристика позиционных рядов 4 исследуемых звезд

ADS/WDS	$m_v$	Sp	$\rho$ , "	Серия	$T_1$ , год	$T_2$ , год	$n$	$\Delta\theta$ , °	$\sigma_{\rho 1}$ , "	$\sigma_{\tau 1}$ , "
<b>246</b>	8.13	M2V		WDS	1860	2015	123	<b>12.3</b>		
00184+4401	11.04	M3Ve	35.0	<i>USNO</i>	<i>1964</i>	<i>1976</i>	46	1.1	0.0110	0.0232
				Photo	1994	2006	7	0.1	0.0633	0.3192
				CCD	2003	2019	145	1.4	0.0100	0.0085
<b>2757</b>	8.12	K2V		WDS	1822	2011	125	<b>10.0</b>		
03470+4126	8.82	K3V	7.4	Photo	1960	2001	101	2.5	0.0479	0.0379
				CCD	2004	2019	52	1.1	0.0087	0.0071
<b>10386</b>	8.85	K6V		WDS	1830	2012	42	<b>3.1</b>		
17102+5430	9.21	K6V	22.0	Photo	1961	2002	27	0.9	0.0202	0.0241
				CCD	2004	2018	31	0.4	0.0128	0.0094
<b>12169</b>	6.57	G2V		WDS	1819	2015	297	<b>20.6</b>		
19121+4951	6.75	G3V	7.8	Photo	1961	1999	97	4.9	0.0234	0.0133
				CCD	2003	2019	157	2.4	0.0104	0.0042
				<i>WSI</i>	<i>2000</i>	<i>2014</i>	25	3.5	<i>0.0551</i>	<i>0.0327</i>

**Примечание.** В столбцах таблицы приведены: ADS и WDS – номера исследуемых звезд согласно каталогам Эйткина и WDS [11];  $m_v$  и Sp – звездные величины и спектральные классы компонентов согласно [11];  $\rho$  – среднее угловое расстояние между компонентами;  $T_1$  и  $T_2$  – начальная и конечная эпохи наблюдений;  $n$  – количество наблюдений;  $\Delta\theta$  – изменение позиционного угла спутника В относительно главной звезды А за период указанных наблюдений;  $\sigma_{\rho 1}$  и  $\sigma_{\tau 1}$  – ошибки единицы веса в радиальном и тангенциальном направлениях, аналогично табл. 1. В столбце “Серия” указаны ряды: WDS – общемировых наблюдений [11], Photo – фотографических наблюдений на 26" рефракторе ГАО РАН [21], CCD – ПЗС-наблюдений (табл. 1) на 26" рефракторе ГАО РАН. Курсивом выделены фотографические (*USNO*) и спекл-интерферометрические (*WSI*) ряды наблюдений Военно-морской обсерватории США согласно [11].

Таблица 4. Данные GAIA DR2 об исследуемых визуально-двойных звездах

ADS	$\pi$ , мсд	$\mu_x$ , мсд/год	$\mu_y$ , мсд/год	$V_r$ , км/с	$V_r^*$ , км/с	$n^*$	Ссылка
246A	280.69 ± 0.04	2891.5	+411.9	+11.51 ± 0.14	+11.97 ± 0.22	11	[25]
246B	280.79 ± 0.05	2863.2	+336.5	–	+10.98 ± 0.16	7	[25]
B–A	280.73 ± 0.07			–	–0.99 ± 0.27		
2757A	41.83 ± 0.04	+598.0	–1243.9	+50.87 ± 0.14	50.18 ± 0.11	20	[26]
2757B	41.36 ± 0.05	+588.7	–1262.0	+50.00 ± 1.91	(50.80 ± 0.06)	43	[26]
B–A	41.64 ± 0.06			–0.87 ± 1.92	+0.62 ± 0.13		
10386A	47.05 ± 0.03	+ 81.9	–110.6	+2.95 ± 0.17	+2.69 ± 0.13	11	[27]
10386B	47.07 ± 0.02	+ 86.3	–103.2	+2.19 ± 0.38	+1.73 ± 0.12	11	[27]
B–A	47.06 ± 0.04			–0.76 ± 0.42	–0.96 ± 0.18		
12169A	39.56 ± 0.02	–210.6	+621.2	–40.99 ± 0.17	–41.26 ± 0.13	9	[27]
12169B	39.60 ± 0.02	–185.9	+630.2	–41.86 ± 0.26	–41.73 ± 0.13	9	[27]
B–A	39.58 ± 0.03			–0.87 ± 0.31	–0.47 ± 0.18		

**Примечание.** В столбцах таблицы приведены:  $\pi$ ,  $\mu_x$ ,  $\mu_y$  и  $V_r$  – параллакс, собственные движения и лучевая скорость с ошибками для каждого компонента согласно [12] соответственно,  $V_r^*$  и  $n^*$  – лучевая скорость и количество спектральных наблюдений согласно приведенным ссылкам. Для ADS 2757 в скобках дана лучевая скорость центра масс компонента В согласно спектральной орбите [26]. В третьей строке для каждой двойной звезды даны средневзвешенный параллакс и относительная лучевая скорость компонентов  $\Delta V_r = V_{rB} - V_{rA}$ .

Таблица 5. Исходные данные для определения ПВД-орбит исследуемых звезд

ADS	$T_0$ , год	$\rho$ , "	$\theta_{2000.0}$ , °	$\mu$ , мсд/год	$\psi_{2000.0}$ , °	$\pi_G$ , мсд	$\Delta V_r$ , км/с	$\Delta\theta$ , °	Базис
246	1991.8	35.641 $\pm 0.002$	63.307 $\pm 0.003$	74.5 $\pm 0.1$	194.9 $\pm 0.1$	280.73 $\pm 0.07$	-0.99 $\pm 0.27$	4.9	UCCD
	2011.4	34.607 $\pm 0.001$	65.104 $\pm 0.001$	80.1 $\pm 0.2$	199.9 $\pm 0.1$	280.73 $\pm 0.07$	-0.95 $\pm 0.27$	1.5	CCD
	2015.5	34.37823 $\pm 0.00004$	65.4466 $\pm 0.0001$	80.49 $\pm 0.06$	200.5 $\pm 0.1$	280.73 $\pm 0.07$	-0.95 $\pm 0.27$	0.0	G18M
2757	1989.9	7.315 $\pm 0.003$	54.145 $\pm 0.014$	17.7 $\pm 0.2$	206.3 $\pm 0.4$	41.64 $\pm 0.06$	0.62 $\pm 0.13$	3.8	PCCD
	2011.4	6.953 $\pm 0.001$	55.654 $\pm 0.007$	20.1 $\pm 0.2$	208.5 $\pm 0.6$	41.64 $\pm 0.06$	0.59 $\pm 0.13$	1.1	CCD
	2015.5	6.89037 $\pm 0.00004$	55.9510 $\pm 0.0003$	20.42 $\pm 0.11$	207.1 $\pm 0.3$	41.64 $\pm 0.06$	0.56 $\pm 0.13$	0.0	G18T
10386	1990.1	22.191 $\pm 0.005$	133.678 $\pm 0.012$	8.8 $\pm 0.2$	32.1 $\pm 1.5$	47.06 $\pm 0.04$	-0.96 $\pm 0.18$	1.3	PCCD
	2011.4	22.154 $\pm 0.002$	133.200 $\pm 0.003$	8.7 $\pm 0.4$	29.0 $\pm 2.4$	47.06 $\pm 0.04$	-0.96 $\pm 0.18$	0.4	CCD
	2015.5	22.14408 $\pm 0.00003$	133.1073 $\pm 0.0001$	8.55 $\pm 0.08$	30.9 $\pm 0.6$	47.06 $\pm 0.04$	-0.96 $\pm 0.18$	0.0	G18T
12169	1990.7	7.654 $\pm 0.001$	207.866 $\pm 0.010$	25.7 $\pm 0.1$	71.6 $\pm 0.2$	39.58 $\pm 0.03$	-0.47 $\pm 0.18$	7.5	PCCD
	2011.6	7.264 $\pm 0.001$	204.901 $\pm 0.003$	27.1 $\pm 0.1$	70.3 $\pm 0.2$	39.58 $\pm 0.03$	-0.37 $\pm 0.18$	2.4	CCD
	2015.5	7.19678 $\pm 0.00004$	204.3334 $\pm 0.0002$	26.24 $\pm 0.06$	70.0 $\pm 0.2$	39.58 $\pm 0.03$	-0.36 $\pm 0.18$	0.0	G18T

**Примечание.** В столбцах таблицы приведены:  $T_0$  – средний момент наблюдений; параметры видимого движения:  $\rho$  – угловое расстояние между компонентами,  $\theta$  – позиционный угол относительного положения,  $\mu$  – видимая скорость относительного движения,  $\psi$  – позиционный угол относительного движения; дополнительные параметры:  $\pi_G$  – параллакс и  $\Delta V_r$  – относительная лучевая скорость (см. табл. 4);  $\Delta\theta$  – изменение позиционного угла; базисы: UCCD – объединенный ряд фотографических наблюдений обсерватории USNO [11] и ПЗС-наблюдений в Пулковско (см. табл. 1), CCD – ряд ПЗС-наблюдений в Пулковско (см. табл. 1), G18 – данные Gaia DR2 2018 г. [12]. В обозначении базиса Gaia последняя буква соответствует первой букве в фамилии первого автора публикации лучевых скоростей этой звезды (M – Марси [25], T – Токовинин [26, 27]). Относительная лучевая скорость исправлена за орбитальное движение за период с 1990-х гг., когда были проведены указанные наблюдения лучевых скоростей, до момента  $T_0$ , для ADS 10386 это исправление не потребовалось.

точность наблюдаемой основной дуги (базиса), но и ее длина. Дуга наземных наблюдений достигнутой точности длиной менее 3° не приводит к уверенным результатам. Поэтому для медленно движущихся звездных пар мы дополняли имеющуюся базисную дугу надежными наблюдениями из каталога WDS [11] (см., напр., [16, 17, 24]).

В табл. 4 представлены данные из каталога Gaia DR2 [12]: параллаксы, собственные движения и лучевые скорости для каждого компонента.

Собственные движения компонентов довольно значительны и имеют одинаковое направление, физическая связь в парах не вызывает сомнений. Лучевые скорости Gaia в сравнении с данными из [25–27] следующие: для первой пары нет измерений компонента В (слишком слаб?, см. табл. 3), для второй пары погрешность лучевой скорости компонента В слишком большая (известно, что этот компонент спектрально-двойной, в таблице дано значение лучевой скорости центра масс со-

гласно спектральной орбите [26]). Значит, полученная Gaia лучевая скорость — мгновенная, использовать ее нельзя. Погрешности для компонентов третьей и четвертой пар хуже, чем у данных из литературы (см. табл. 4). В результате использовать данные Gaia о лучевых скоростях не удалось.

В наиболее современном исследовании звезд солнечного типа 2018 г. [28] имеются результаты определения лучевых скоростей компонентов ADS 2757 и 10386. Однако соответствующие спектральные наблюдения были проведены в 1980–1990 гг., т.е. в тот же период времени, что и в работах [26, 27], но с меньшей точностью. Поэтому мы остановимся на данных именно этих работ (см. табл. 4).

В табл. 5 приведены параметры видимого движения исследуемых звезд для разных базисов, используемые значения параллакса и относительной лучевой скорости, а также длина дуги соответствующего базиса. Отметим, что для ADS 246 мы дополнили наш пулковский ряд фотографическими наблюдениями USNO [11]. Для метода ПВД важно, что ряд USNO, как и пулковский, является однородным. Дело в том, что эта быстрая широкая пара была включена в Пулковскую программу фотографических наблюдений на 26-дюймовом рефракторе именно тогда, когда мы узнали результаты определения лучевых скоростей ее компонентов [25]. Однако эра фотографии закончилась, и мы не успели накопить достаточный ряд пулковских наблюдений. К счастью, эра пулковских ПЗС наблюдений продолжается.

#### 4. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Итак, имея для каждой исследуемой двойной звезды все необходимые данные — параметры видимого движения, параллакс и относительную лучевую скорость (см. табл. 5) — и задавая  $\beta = 0 \pm 90^\circ$ , мы получаем семейство орбит для каждой фиксированной массы и каждого базиса. Сравнивая элементы Тиле-Иннеса каждой орбиты с использованием контрольного ряда наблюдений и без него по ф-ле (4), мы получаем зависимость функции  $S = f(M_{AB})$ . Выявленные зависимости для 4 исследуемых звезд и разных базисов представлены на рис. 1. Для трех из них соответствие минимумов по разным базисам достаточно определено и составляет:  $0.59 M_\odot$  для ADS 246,  $1.70 M_\odot$  для ADS 2757 и  $2.25 M_\odot$  для ADS 12169. Для наиболее медленной пары ADS 10386 минимум по базису CCD несколько отличается от совпадающих минимумов, полученных по наиболее надежному по продолжительности (PCCD) и по точности (G18T) базисам. Окончательно мы выбираем сумму масс  $1.70 M_\odot$ , полученную по двум последним.

С полученной таким образом суммой масс мы выявляем зависимость функции  $S = f(\beta)$  и ее минимум. Кеплеровы элементы орбиты, соответствующие этому  $\beta$  и этому базису, сравниваем с элементами орбит, полученных аналогичным образом по другому базису. Совпадение элементов орбит по трем разным базисам приводит к окончательному результату. Однако следует каждый раз просчитывать эфемеридную относительную лучевую скорость на момент  $T_0$  так, чтобы ее величина на средний момент проведения спектральных наблюдений соответствовала публикации. Поэтому в табл. 5 даны  $\Delta V$ , уже с учетом орбитального движения.

В табл. 6 приведены ПВД-орбиты, полученные в настоящей работе по разным базисам, в нижних строках для каждой звезды — предыдущие орбиты. Напомним, что для вычисления последних использованы другие значения параллакса и суммы масс компонентов. Наиболее надежным результатом мы считаем средневзвешенное решение из тех, которые получены в данной работе. В некоторых случаях дуги пулковских ПЗС-наблюдений ( $1-2^\circ$ ) в настоящее время недостаточно. Необходимо продолжать плотные однородные ПЗС-ряды на 26-дюймовом рефракторе в Пулково.

В табл. 7 приведены окончательные ПВД-орбиты, средние орбиты, полученные Измайловым [9] без весов и с весами, а также орбиты других авторов: Липпинкотт [31] и Хэйла [6]. Дана также сумма масс компонентов, которая для ПВД-орбит определена из анализа совпадения орбит семейств, полученных по разным базисам (настоящая работа), для других орбит пересчитана с параллаксом Gaia DR2 [12]. Таблица показывает, что согласно [9] для исследуемых визуально-двойных звезд введение весов позиционных наблюдений не улучшает ошибки определения орбит, величины суммы масс компонентов значительно превышают массы, соответствующие зависимости “масса–светимость”.

Модифицированный метод ПВД дает более надежный результат, поскольку использует целый комплекс надежных данных как астрометрического, так и астрофизического характера: плотный ряд позиционных наблюдений, надежные параллаксы и лучевые скорости компонентов, надежные (сглаженные) наблюдения для выбора наилучшего решения из семейства ПВД-орбит. Полученные этим методом суммы масс компонентов в пределах ошибок соответствуют зависимости “масса–светимость”.

В табл. 8 приведены параметры ориентации ПВД-орбит в галактической системе координат: долгота и широта векторов полюса орбиты  $\bar{Q}$  и периастра  $\bar{P}$ . В трех из четырех случаях орбиты круто

Таблица 6. Элементы улучшенных ПВД-орбит 4 исследуемых звезд

$\beta, ^\circ$	$A, \text{ а.е.}$	$P, \text{ годы}$	$e$	$\omega, ^\circ$	$i, ^\circ$	$\Omega, ^\circ$	$T_{\text{П}}, \text{ годы}$	$S, ''$	$\sigma_{\rho}, \text{ мсд}$ $\sigma_{\tau}, \text{ мсд}$	Базис
<b>ADS 246 (<math>\pi_G = 280.73, M_{AB} = 0.59</math>)</b>										
-15	97	1242	0.48	353	53	232	2404	0.08	124.6	UCCD
$\pm 2$	$\pm 11$	$\pm 201$	$\pm 0.14$	$\pm 11$	$\pm 6$	$\pm 3$	$\pm 52$		125.1	
-15	96	1219	0.51	350	52	233	2380	0.32	135.5	CCD
$\pm 3$	$\pm 10$	$\pm 189$	$\pm 0.13$	$\pm 12$	$\pm 6$	$\pm 3$	$\pm 45$		126.5	
-16	96	1220	0.50	351	53	233	2387	0.20	127.3	G18M
$\pm 2$	$\pm 10$	$\pm 187$	$\pm 0.13$	$\pm 12$	$\pm 6$	$\pm 3$	$\pm 42$		126.4	
-	96	1226	0.50	352	53	232	2389	-	-	ср. взв.
	$\pm 12$	$\pm 236$	$\pm 0.16$	$\pm 15$	$\pm 7$	$\pm 4$	$\pm 57$		-	
<b>ADS 246 (<math>\pi_{\text{Hip}} = 279.0, M_{AB} = 0.56</math>)</b>										
0	96	1253	0.59	331	46	243	2327	-	-	UPhoto
	$\pm 11$	259	$\pm 0.19$	$\pm 32$	$\pm 11$	$\pm 25$	$\pm 81$		-	[29]
<b>ADS 2757 (<math>\pi_G = 41.64, M_{AB} = 1.70</math>)</b>										
+16	125	1073	0.80	181	51	41	2253	0.24	55.4	PCCD
$\pm 3$	$\pm 3$	$\pm 44$	$\pm 0.04$	$\pm 4$	$\pm 5$	$\pm 2$	$\pm 18$		76.4	
+13	125	1077	0.82	176	46	43	2235	0.09	55.2	CCD
$\pm 2$	$\pm 2$	$\pm 30$	$\pm 0.03$	$\pm 4$	$\pm 5$	$\pm 2$	$\pm 11$		70.4	
+13	125	1075	0.81	176	43	42	2238	0.09	55.3	G18T
$\pm 3$	$\pm 3$	$\pm 34$	$\pm 0.03$	$\pm 4$	$\pm 5$	$\pm 2$	$\pm 11$		74.8	
-	125	1075	0.81	178	47	42	2239	-	-	ср. взв.
	$\pm 3$	$\pm 45$	$\pm 0.04$	$\pm 5$	$\pm 6$	$\pm 3$	$\pm 17$		-	
<b>ADS 2757 (<math>\pi_{\text{Hip}} = 41.0, M_{AB} = 1.7</math>)</b>										
+3	126	1090	0.87	168	31	49	2215	-	-	Photo
	$\pm 3$	$\pm 40$	$\pm 0.05$	$\pm 13$	$\pm 15$	$\pm 10$	$\pm 24$		-	[30]
-3	126	1090	0.89	157	23	60	2209	-	-	Photo
	$\pm 3$	$\pm 40$	$\pm 0.02$	$\pm 57$	$\pm 13$	$\pm 57$	$\pm 5$		-	[30]
<b>ADS 10386 (<math>\pi_G = 47.6, M_{AB} = 1.70</math>)</b>										
-5	324	4472	0.47	2	132	318	4083	0.34	95.0	PCCD
$\pm 8$	$\pm 26$	$\pm 544$	$\pm 0.11$	$\pm 16$	$\pm 6$	$\pm 6$	$\pm 283$		95.8	
-8	325	4483	0.47	7	131	320	4131	0.18	98.9	CCD
$\pm 4$	$\pm 26$	$\pm 542$	$\pm 0.11$	$\pm 14$	$\pm 5$	$\pm 5$	$\pm 326$		100.4	
-10	324	4481	0.47	13	130	322	4237	0.30	92.7	G18T
$\pm 4$	$\pm 26$	$\pm 532$	$\pm 0.11$	$\pm 8$	$\pm 5$	$\pm 3$	$\pm 188$		104.0	
-	324	4478	0.47	10	131	321	4179	-	-	ср. взв.
	$\pm 32$	$\pm 660$	$\pm 0.13$	$\pm 16$	$\pm 7$	$\pm 6$	$\pm 333$		-	
<b>ADS 10386 (<math>\pi_{\text{Hip}} = 47.0, M_{AB} = 1.3</math>)</b>										
0	345	5610	0.39	347	129	314	4360	-	-	Photo
	$\pm 43$	$\pm 1065$	$\pm 0.17$	$\pm 30$	$\pm 6$	$\pm 11$	$\pm 488$		-	[29]
<b>ADS 12169 (<math>\pi_G = 39.58, M_{AB} = 2.25</math>)</b>										
-43	378	4893	0.49	317	123	66	2407	0.14	129.6	PCCD
$\pm 1$	$\pm 20$	$\pm 380$	$\pm 0.02$	$\pm 9$	$\pm 1$	$\pm 2$	$\pm 17$		$\pm 92.9$	
-43	378	4890	0.53	317	125	66	2379	0.27	119.1	CCD
$\pm 1$	$\pm 18$	$\pm 361$	$\pm 0.02$	$\pm 8$	$\pm 1$	$\pm 2$	$\pm 13$		$\pm 97.0$	

Таблица 6. Окончание

$\beta$ , °	$A$ , а.е.	$P$ , годы	$e$	$\omega$ , °	$i$ , °	$\Omega$ , °	$T_{\text{П}}$ , годы	$S$ , "	$\sigma_p$ , мсд $\sigma_\tau$ , мсд	Базис
-46	377	4876	0.49	317	123	66	2412	0.20	130.1	G18T
$\pm 1$	$\pm 23$	$\pm 442$	$\pm 0.02$	$\pm 9$	$\pm 1$	$\pm 2$	$\pm 17$		$\pm 94.3$	
-	377	4887	0.50	317	124	66	2395	-	-	ср. взв.
	$\pm 25$	$\pm 485$	$\pm 0.02$	$\pm 11$	$\pm 2$	$\pm 3$	$\pm 19$		-	
<b>ADS 12169</b> ( $\pi_{\text{vAll}} = 42.0$ , $M_{AB} = 1.8$ )										
-38	316	4186	0.55	332	129	69	2395	-	-	Photo [15]
+38	316	4186	0.65	171	133	258	2369	-	-	Photo [15]

**Примечание.** В столбцах таблицы приведены:  $\beta$  – угол между вектором положения  $\vec{R}$  на момент  $T_0$  и его проекцией на картинную плоскость;  $A$ ,  $P$ ,  $e$ ,  $\omega$ ,  $i$ ,  $\Omega$  и  $T_{\text{П}}$  – кеплеровы элементы орбит;  $S$  – значение функции, которая характеризует согласованность орбиты с наблюдениями контрольного ряда (по ф-ле (4));  $\sigma_p$  и  $\sigma_\tau$  – среднеквадратичные невязки, полученные по всем наблюдениям из WDS (прошедшим критерий  $3\sigma$ ) с равными весами, которые характеризуют качество этого ряда сравнения,  $M_{AB}$  – сумма масс компонентов в единицах массы Солнца. Обозначение базисов: UPhoto – объединенный ряд фотографических наблюдений обсерваторий USNO [11] и Пулково [21], остальные – см. табл. 5. Окончательным принято средневзвешенное решение из полученных в данной работе.

Таблица 7. Элементы орбит 4 исследуемых визуально-двойных звезд

ADS	$P$ , годы	$a$ , "	$i$ , °	$\Omega$ , °	$T_{\text{П}}$ , годы	$e$	$\omega$ , °	$M_{AB}, M_{\odot}$	Ссылка
246	1226.2	26.98	52.5	232.4	2389.0	0.50	351.5	$0.59 \pm 0.05$	наст.р.
	$\pm 235.7$	$\pm 3.40$	$\pm 7.4$	$\pm 3.8$	$\pm 56.7$	$\pm 0.16$	$\pm 14.6$		
	1619.9	34.48	54.4	79.9	2267.3	0.68	112.3	0.71	[9], без
	$\pm 487.9$	$\pm 8.51$	$\pm 8.5$	$\pm 22.3$	$\pm 61.1$	$\pm 0.21$	$\pm 26.6$		весов
	1590.7	35.83	55.5	84.0	2250.7	0.72	108.7	0.82	[9], с
	$\pm 514.7$	$\pm 10.50$	$\pm 9.6$	$\pm 19.2$	$\pm 51.3$	$\pm 0.17$	$\pm 17.4$		весами
2757	2600.0	41.15	61.4	45.3	1745.0	0.0	0.0	0.47	[31]
	1075.3	5.21	46.8	41.7	2239.2	0.81	177.7	$1.70 \pm 0.3$	наст.р.
	$\pm 45.0$	$\pm 0.14$	$\pm 5.8$	$\pm 3.0$	$\pm 16.9$	$\pm 0.04$	$\pm 4.6$		
	1551.2	16.00	84.4	39.3	1687.1	0.77	277.7	23.7	[9], без
	$\pm 474.9$	$\pm 5.95$	$\pm 2.3$	$\pm 1.6$	$\pm 44.1$	$\pm 0.15$	$\pm 11.3$		весов
10386	2275.5	22.79	85.4	37.7	1636.2	0.83	282.8	31.7	[9], с
	$\pm 904.6$	$\pm 10.31$	$\pm 2.7$	$\pm 2.1$	$\pm 65.4$	$\pm 0.13$	$\pm 13.4$		весами
	4478.4	15.26	130.7	320.7	4178.6	0.47	9.8	$1.70 \pm 0.4$	наст.р.
	$\pm 660.4$	$\pm 1.49$	$\pm 6.5$	$\pm 6.1$	$\pm 333.0$	$\pm 0.13$	$\pm 16.1$		
12169	4887.4	14.94	123.7	65.8	2394.8	0.50	317.0	$2.25 \pm 0.5$	наст.р.
	$\pm 484.8$	$\pm 0.98$	$\pm 1.6$	$\pm 2.5$	$\pm 19.4$	$\pm 0.02$	$\pm 11.0$		
	1514.0	15.29	100.8	241.7	1447.8	0.65	269.3	25.1	[9], без
	$\pm 634.1$	$\pm 7.64$	$\pm 5.9$	$\pm 4.5$	$\pm 180.5$	$\pm 0.27$	$\pm 28.6$		весов
	1459.1	12.95	104.8	251.0	2604.9	0.67	247.2	16.5	[9], с
	$\pm 1194.1$	$\pm 8.28$	$\pm 9.3$	$\pm 12.8$	$\pm 963.7$	$\pm 0.26$	$\pm 32.6$		весами
	3100.0	12.75	119.1	255.2	2520.0	0.50	186.1	3.48	[6]

**Примечание.**  $M_{AB}$  – сумма масс компонентов, для ПВД-орбит определена из анализа совпадения орбит семейств, полученных по разным базисам (настоящая работа), для других орбит пересчитана по третьему закону Кеплера с учетом параллакса Gaia DR2 (см. табл. 5).

**Таблица 8.** Параметры орбит в галактической системе координат

ADS	$\beta, ^\circ$	LQ	BQ	LP	BP	Базис
246	-15	345	57	9	-31	UCCD
	$\pm 2$	$\pm 8$	$\pm 5$	$\pm 12$	$\pm 1$	
	-15	343	58	6	-30	CCD
	$\pm 3$	$\pm 9$	$\pm 5$	$\pm 13$	$\pm 2$	
	-16	344	58	7	-30	G18M
	$\pm 2$	$\pm 8$	$\pm 5$	$\pm 12$	$\pm 2$	
	-	344	58	7	-31	ср. взв.
		$\pm 10$	$\pm 6$	$\pm 15$	$\pm 2$	
	0	325	60	350	-28	UPhoto [29]
		$\pm 13$	$\pm 6$	$\pm 14$	$\pm 2$	
2757	+16	284	5	348	-79	PCCD
	$\pm 3$	$\pm 5$	$\pm 2$	$\pm 4$	$\pm 3$	
	+13	289	5	343	-82	CCD
	$\pm 2$	$\pm 5$	$\pm 2$	$\pm 4$	$\pm 3$	
	+13	291	5	336	-82	G18T
	$\pm 3$	$\pm 5$	$\pm 2$	$\pm 3$	$\pm 3$	
	-	288	5	341	-81	ср. взв.
		$\pm 6$	$\pm 2$	$\pm 5$	$\pm 4$	
	+3	304	4	334	-86	Photo [30]
	-3	313	-1	325	-89	Photo [30]
10386	-5	110	-4	197	32	PCCD
	$\pm 8$	$\pm 5$	$\pm 5$	$\pm 8$	$\pm 11$	
	-8	109	-6	195	35	CCD
	$\pm 4$	$\pm 4$	$\pm 5$	$\pm 8$	$\pm 10$	
	-10	109	-7	193	40	G18T
	$\pm 4$	$\pm 4$	$\pm 4$	$\pm 4$	$\pm 6$	
	-	109	-6	194	37	ср. взв.
		$\pm 5$	$\pm 6$	$\pm 8$	$\pm 11$	
	0	115	-5	203	20	Photo [29]
	12169	-43	41	-24	221	-66
$\pm 1$		$\pm 1$	$\pm 2$	$\pm 20$	$\pm 2$	
-43		43	-23	220	-67	CCD
$\pm 1$		$\pm 1$	$\pm 2$	$\pm 18$	$\pm 2$	
-46		41	-25	220	-65	G18T
$\pm 1$		$\pm 1$	$\pm 2$	$\pm 19$	$\pm 2$	
-		42	-24	220	-66	ср. взв.
		$\pm 1$	$\pm 2$	$\pm 23$	$\pm 2$	
-38		43	-19	185	-66	Photo [15]
+38		129	+36	132	-54	Photo [15]

**Примечание.** Приведены параметры ориентации орбит в галактической системе координат: долгота и широта векторов полюса орбиты  $\vec{Q}$  и периастра  $\vec{P}$ .

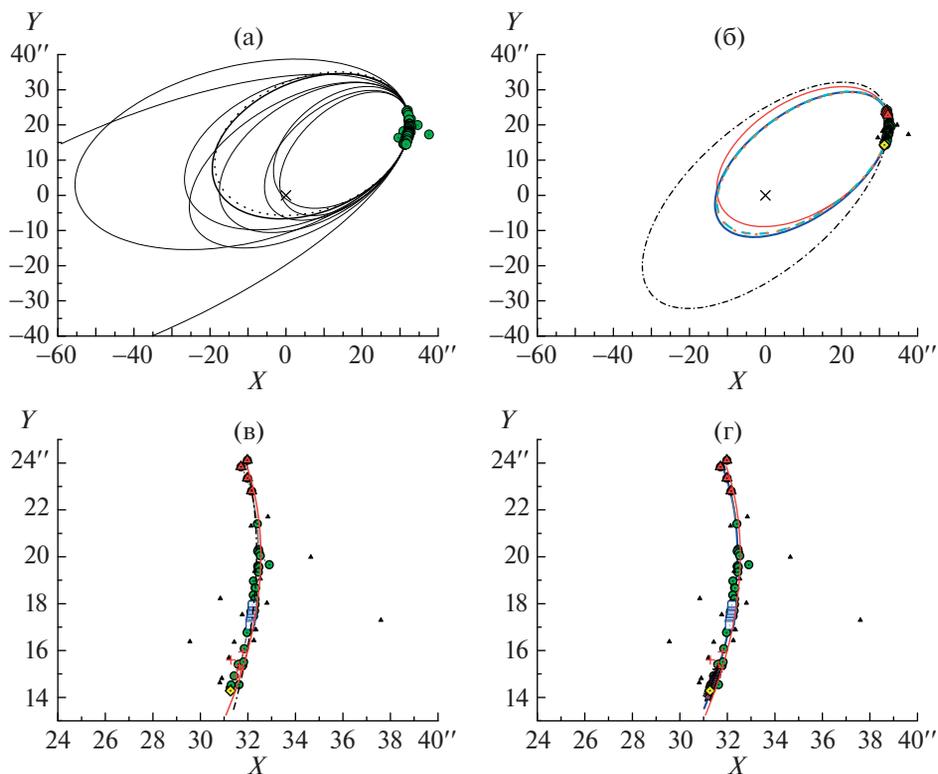
наклонены к плоскости Галактики ( $|b_Q| \leq 30^\circ$ ), т.е. наклон плоскостей орбит к плоскости Галактики превышает  $60^\circ$ . В случае ADS 246 имеем  $b_Q = +58^\circ \pm 6^\circ$ , но разделение компонентов этой пары меньше 100 а.е.

## 5. КОММЕНТАРИИ

Двойная звезда ADS 246 – наиболее близкая пара с очень большими собственными движениями компонентов (см. табл. 4) и с наиболее уверенным орбитальным движением. На рис. 2 показаны: гипотетическая (круговая) орбита Липпинкотт 1972 г. [31], наша ПВД-орбита 2014 г. [29], а также 3 практически совпадающие ПВД-орбиты, полученные в настоящей работе по разным базисам (табл. 5 и 6). Можно заметить, что орбита Липпинкотт отклоняется от современных наблюдений, в том числе и от наблюдений Gaia. Полученная в этом году орбита мало отличается от предыдущей [29], но более надежна. Итоговая сумма масс компонентов  $0.59 \pm 0.05 M_\odot$  в пределах ошибки совпадает с величиной, соответствующей зависимости “масса–светимость”.

Слабый компонент визуально-двойной звезды ADS 2757 является спектрально-двойным. Токовинин и соавт. [26] определили его спектральную орбиту с периодом около 48 дней и сумму масс компонентов (с учетом спектрального спутника)  $1.68 M_\odot$ . Наилучшее совпадение ПВД-орбит, полученное в настоящей работе, соответствует близкому значению  $1.70 M_\odot$  (рис. 3). Орбита, полученная по данным Gaia DR2, хуже согласуется с наблюдениями рубежа XIX–XX веков и надежным наблюдением В. Струве 1830 г. (см. рис. 3г), что можно объяснить влиянием спектрального спутника компонента В. Однако в пределах ошибок она согласуется с двумя другими, определенными по пулковским базисам, и окончательным мы считаем средневзвешенное решение из трех (табл. 6). Судя по элементам орбит, эта орбита более близка к предварительной орбите 2000 г., соответствующей  $\beta > 0$  [30]. Таким образом, удалось уточнить эту орбиту и получить единственное решение относительно картинной плоскости. На рис. 3а и 3в показаны обе средние орбиты Измайлова [9], соответствующие более  $20 M_\odot$  (табл. 7). Отметим, что они обе отклоняются от надежного наблюдения Струве 1830 г.

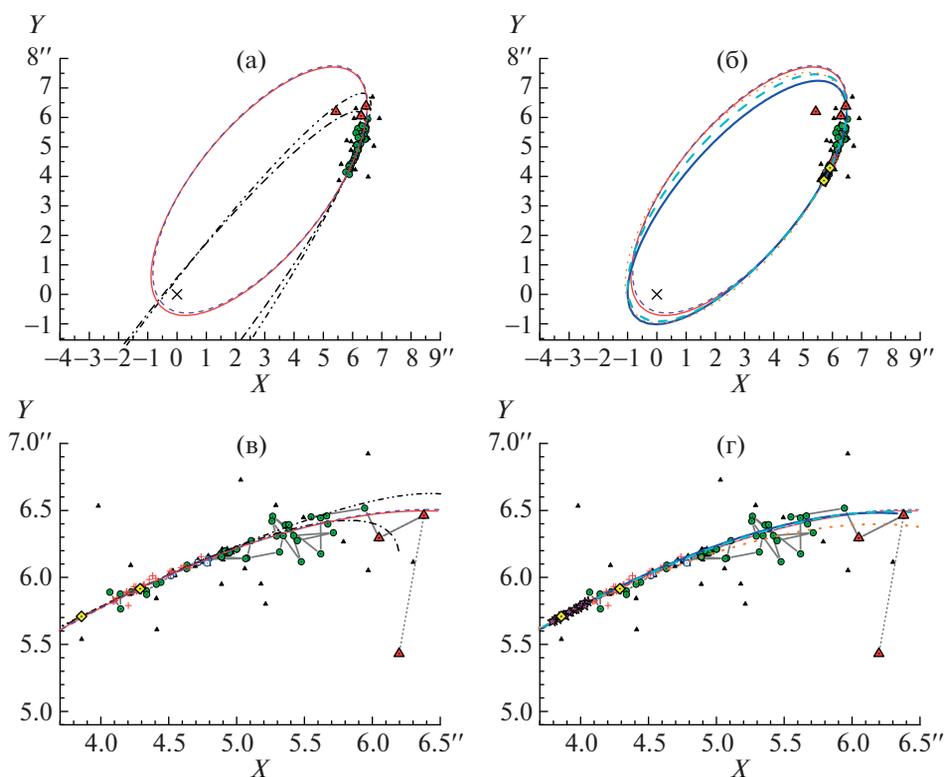
ADS 10386 – рядовая двойная звезда, собственные движения и лучевые скорости компонентов которой невелики, но, как и параллаксы, свидетельствуют о физической связи компонентов (табл. 4). Дуга общемировых наблюдений составляет всего  $\sim 3^\circ$ . По пулковскому ряду фотографических наблюдений 1961–2002 гг. (дуга  $\sim 1^\circ$ ) в 2014 г. было получено семейство ПВД-орбит



**Рис. 2.** Сравнение орбит с наблюдениями для ADS 246. Ось  $X$  направлена на восток, ось  $Y$  на север, начало координат соответствует компоненту А (косой крестик), кружки – относительные наблюдения компонента В согласно WDS [11], треугольники – наблюдения Струве [11], маленькие треугольники – наблюдения согласно WDS [11], не прошедшие критерий  $3\sigma$  по  $\rho$  или по  $\theta$ , квадраты – фотографический ряд наблюдений USNO [11], крестики – фотографические наблюдения в Пулковско [21], звездочки – ряд ПЗС-наблюдений в Пулковско (табл. 2), ромбик – космические наблюдения Gaia DR2 2015 г. [12]. (а) – Вероятные орбиты 2019 г. Показаны 8 орбит из 200, полученных Измайловым [9], в том числе орбиты с минимальным (834 года) и максимальным (7898 лет) периодом. Жирной сплошной линией показана средняя орбита без весов, пунктирной – средняя орбита с весами (см. табл. 7). (б) – ПВД-орбиты и орбита 1972 г. Обозначены: штрих-пунктирная линия – орбита Липпинкотт 1972 г. [31], сплошная (красная) линия – ПВД-орбита 2014 г. [29], синяя сплошная и штриховые линии – ПВД-орбиты, полученные по разным базисам (см. табл. 5 и 6), практически совпадающие между собой, соответствуют сумме масс  $M_{AB} = 0.59 M_{\odot}$ . (в) – Предварительные орбиты 1972 и 2014 г. Обозначения см. выше. Очевидно, что орбита Липпинкотт отклоняется от современных наблюдений. (г) – Окончательная ПВД-орбита. Обозначения: толстая (синяя) линия – эфемериды на 1860–2025 гг. окончательной орбиты (см. табл. 6), практически совпадает с ПВД-орбитой 2014 г., остальные обозначения см. выше.

[29], эфемериды которых практически совпадают, выбрать единственное решение не удалось. Однако на рис. 4а можно заметить, что решение, соответствующее  $\beta = 0$ , лучше описывает направление движения компонента В. Кроме того, на этом рисунке заметно отклонение пулковских ПЗС-наблюдений 2004–2019 гг. от этих эфемерид, требуется улучшение. Согласно новому алгоритму мы исправили наблюдение В. Струве 1830 г. на  $-0.5^{\circ}$  по позиционному углу  $\theta$  и получили практически совпадающие ПВД-орбиты по разным базисам, лучше описывающие все наблюдения (см. рис. 4б).

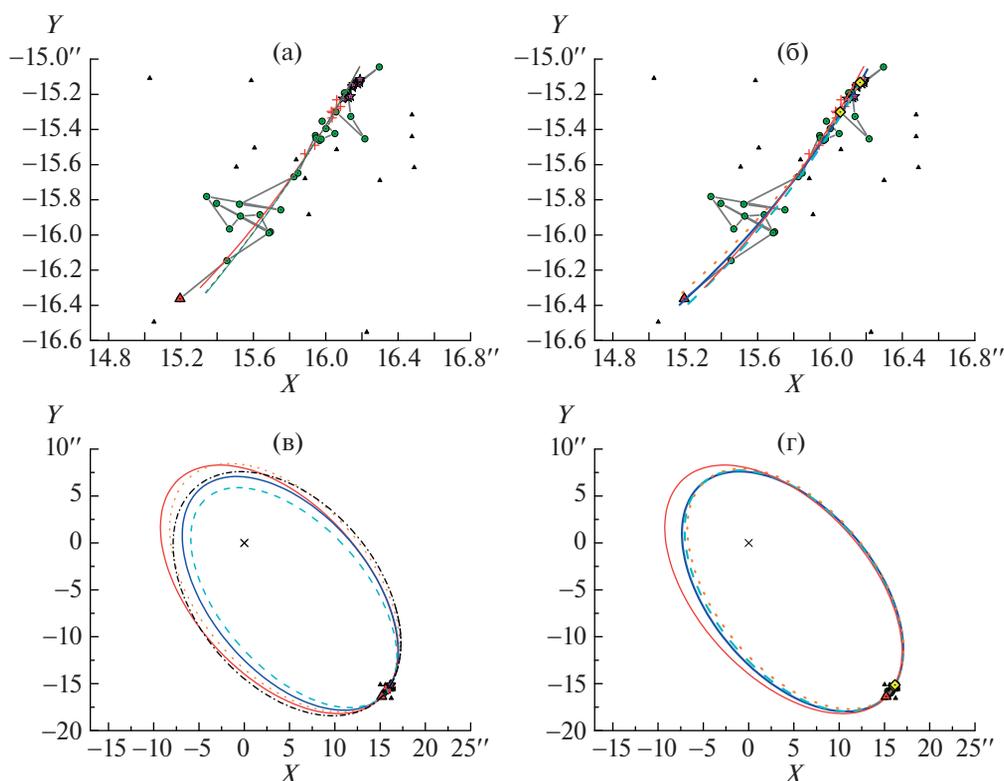
Наилучшие из новых семейств орбиты, полученные по разным базисам согласно алгоритму, описанному Кияевой [17], хорошо согласуются с наблюдениями. Однако это разные орбиты с разными периодами и эксцентриситетами, соответствующие разным массам (рис. 4в). Мы исходим из того, что реальная орбита должна быть одна с одним периодом, одним эксцентриситетом и одной массой. Рис. 4г демонстрирует ПВД-орбиты, полученные по разным базисам, совпадающие при сумме масс компонентов, равной  $1.7 M_{\odot}$ , что несколько выше, чем следует из зависимости “масса–светимость” (табл. 6).



**Рис. 3.** Сравнение орбит с наблюдениями для ADS 2757. Обозначены: треугольники – наблюдения В. Струве в 1822–1851 гг., ромбики – космические наблюдения Hipparcos 1991 г. [11] и Gaia DR2 2015 г. [12], остальные обозначения наблюдений те же, что на рис. 2. (а) – Предварительные орбиты 2000 г. и средние орбиты 2019 г. Тонкая сплошная и тонкая штриховая линии – ПВД-орбиты 2000 г., соответствующие  $\beta > 0$  и  $\beta < 0$  [30] (см. табл. 6), штрихпунктирная линия и штриховая линия с двумя точками – средние орбиты (с весами и без весов), полученные Измайловым в 2019 г. [9], соответствующие суммы масс компонентов равны 24 и  $32 M_{\odot}$  (табл. 7). (б) – Новые ПВД-орбиты. Толстая сплошная (синяя) и толстая штриховая (голубая) линии – ПВД-орбиты, полученные по объединенному пулковскому ряду (фото + ПЗС) и только по ПЗС-наблюдениям соответственно, пунктирная линия – ПВД-орбита, полученная по данным Gaia DR2 [12] (оранжевая). (в) – Предварительные орбиты 2000 и 2019 г. Эфемериды на 1830–2025 гг. ПВД-орбит 2000 г., соответствующие  $\beta > 0$  и  $\beta < 0$ , совпадают между собой. Очевидно, что первое наблюдение В. Струве 1822 г. не является надежным и не должно учитываться при вычислении орбиты. Средние орбиты 2019 г. отклоняются от надежного наблюдения Струве 1830 г. (г) – Новые ПВД-орбиты. Показаны эфемериды на 1830–2025 гг. ПВД-орбит, полученных в настоящей работе, соответствующие сумме масс  $M_{AB} = 1.7 M_{\odot}$ , обозначения см. выше.

Компоненты ADS 12169 – желтые карлики. Если ранее в каталогах указывались их спектральные классы как G5 и G5, то в последней версии каталога WDS – как G3V и G3V. Тогда величина суммы масс компонентов должна быть не  $1.8 M_{\odot}$ , которую мы использовали в работе 1996 г. [15], а  $2.0 M_{\odot}$ . Наилучшее совпадение новых ПВД-орбит получилось при величине, равной  $2.25 M_{\odot}$  (табл. 6), что в пределах ошибок согласуется с зависимостью “масса–светимость”, но не согласуется по массе с результатами Хэйла 1994 г. [6] и Измайлова [9] (см. табл. 7). Можно также отметить соответствие геометрических элементов новой средневзвешенной орбиты элементам орбиты 1996 г., соответствующей  $\beta < 0$ , (см. табл. 6) и параметров ориентации (см. табл. 8).

На рис. 5а показаны около 300 позиционных наблюдений ADS 12169 согласно каталогу WDS, включая наблюдения В. Струве и обсерватории USNO в Вашингтоне. Очевидно, что первые наблюдения Струве в 1819–1823 гг. не могут быть использованы для выбора наилучшей орбиты. На рис. 5б даны пулковские и космические наблюдения, а также эфемериды орбиты Хэйла [6] и трех ПВД-орбит из семейства 1996 г. [15]. Причем ПВД-орбита, соответствующая  $\beta = 0$ , плохо согласуется со старыми наблюдениями. На рис. 5в показаны эфемериды новых ПВД-орбит. На рис. 5г кроме новых ПВД-орбит даны орбита Хэйла с  $M_{AB} = 3.5 M_{\odot}$  и средние орбиты Измайлова без весов и с весами, соответствующие суммы масс компонентов равны 25 и  $16 M_{\odot}$  (табл. 7).



**Рис. 4.** Сравнение орбит с наблюдениями для ADS 10386. (а) – Предварительные орбиты 2014 г. Обозначены: треугольник – наблюдение В. Струве в 1830 г. согласно WDS [11], исправленное на  $-0.5^\circ$  по позиционному углу  $\theta$ , тонкая сплошная (красная) и тонкая штриховая (фиолетовая) линии – эфемериды на 1830–2025 гг. ПВД-орбит семейства 2014 г. [29], соответствующих  $\beta = 0$ ,  $\beta > 0$  и  $\beta < 0$ , две последних совпадают между собой, но хуже описывают направление движения компонента В. Заметно отклонение пулковских ПЗС-наблюдений (табл. 2) от этих эфемерид, требуется улучшение. (б) – Новые ПВД-орбиты, соответствующие сумме масс компонентов  $M_{AB} = 1.7 M_\odot$ . Обозначения линий см. на рис. 1 и на рис. 3. (в) – Наилучшие ПВД-орбиты, полученные по разным базисам согласно алгоритму [17]. Обозначения: тонкая сплошная (красная) линия – ПВД-орбита из семейства 2014 г. [29], соответствующая  $\beta = 0$  и сумме масс компонентов  $1.3 M_\odot$  (базис Photo), толстая сплошная (синяя) – орбита, полученная по объединенному ряду (базис PCCD,  $M_{AB} = 1.7 M_\odot$ ), штриховая (голубая) – только по ПЗС ряду (CCD,  $1.9 M_\odot$ ), пунктирная (оранжевая) и штрихпунктирная (черная) – по данным Gaia DR2 2018 г. [12] и лучевым скоростям Токовина [27] (G18T,  $1.5 M_\odot$ ) и Gaia DR2 [12] (G18G,  $1.3 M_\odot$ ). (г) – Совпадающие ПВД-орбиты, полученные по разным базисам, соответствующие сумме масс компонентов  $1.7 M_\odot$ . Обозначения см. выше.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе предложена модификация метода ПВД: совпадение орбит, полученных по разным базисам, ведет к однозначной орбите и сумме масс компонентов.

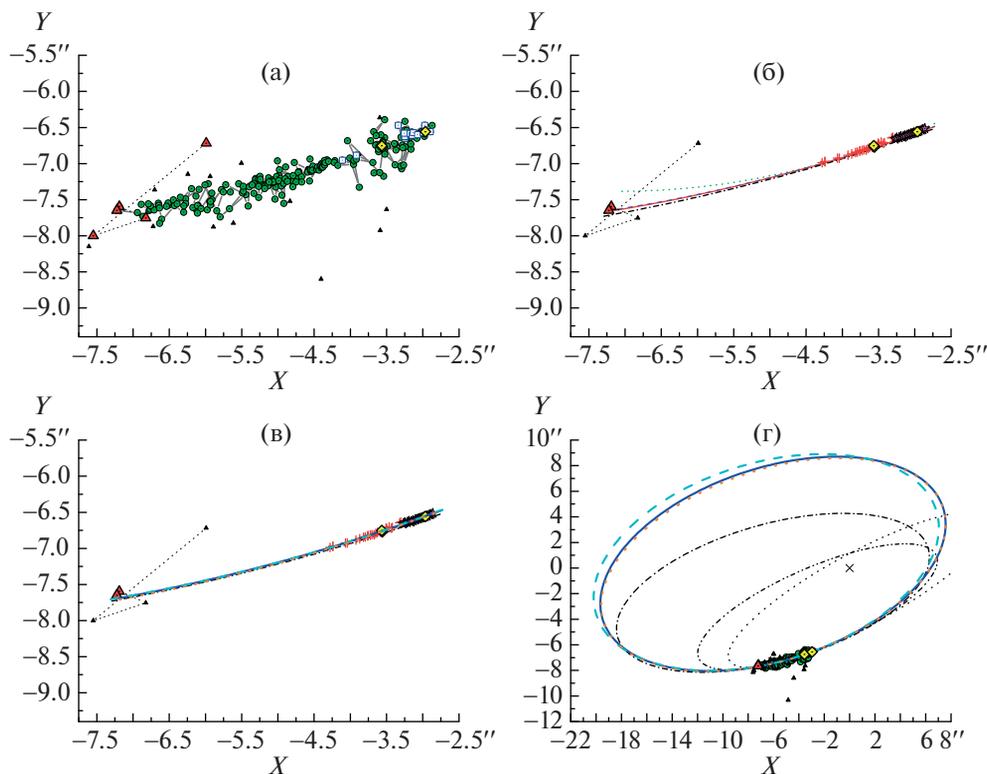
Проведено улучшение орбит 4 визуально-двойных звезд Пулковской программы исследований (ADS 246, 2757, 10386 и 12169). Получено решение, однозначное в смысле определенности восходящего узла: орбиты с периодами 1226, 1075, 4500 и 4900 лет, ориентация орбит и массы этих систем ( $0.59 \pm 0.05$ ,  $1.7 \pm 0.3$ ,  $1.7 \pm 0.4$  и  $2.25 \pm 0.5 M_\odot$ ), что в пределах ошибок согласуется с зависимостью “масса–светимость”, но не согла-

суется с результатами Хэйла и Измайлова, полученными методом Тиле–Иннеса.

В задаче определения орбит широких звездных пар наземные наблюдения не теряют актуальности. Необходимо продолжать плотные однородные ПЗС-ряды на 26-дюймовом рефракторе в Пулкову.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено с использованием каталогов WDS [11] и Gaia DR2 [12]. Авторы выражают глубокую благодарность его создателям, а также лично Б.Д. Мэйсону за предоставление данных WDS по нашему запросу. Авторы искрен-



**Рис. 5.** Сравнение орбит с наблюдениями для ADS 12169. (а) – Наблюдения согласно каталогу WDS. Обозначены: кружки – наблюдения согласно WDS [11], треугольники – наблюдения В. Струве в 1819–1836 гг. [11], квадраты – фотографические (за 1968 и 1976 гг. [11]) и спекл-интерферометрические (за 2000–2014 гг. [11]) наблюдения Военно-морской обсерватории США. Очевидно, что для контроля или выбора наилучшего решения последний ряд ненадежен, а наблюдения Струве до 1832 г. использовать нельзя. (б) – Пулковские наблюдения и предварительные орбиты 1994 и 1996 г. Крестики и звездочки – ряды фотографических [21] и ПЗС-наблюдений (табл. 2) на 26-дюймовом рефракторе в Пулково, ромбики – космические наблюдения Hipparcos 1991 г. [11] и Gaia DR2 2015 г. [12]; штрихпунктирная линия – эфемерида на 1832–2025 гг. орбиты Хэйла [6] (табл. 7), пунктирная, сплошная и штриховая линии – эфемериды ПВД-орбит семейства 1996 г. [15], соответствующих  $\beta = 0$ ,  $\beta > 0$  и  $\beta < 0$ , две последних практически совпадают между собой и лучше описывают наблюдения, как и орбита Хэйла. (в) – Новые ПВД-орбиты. Сплошная, штриховая и пунктирная линии – ПВД-орбиты, полученные по базисам PCCD, CCD и G18T ( $\beta < 0$ ), совпадающие при  $2.25 M_{\odot}$ . (г) – Новые ПВД-орбиты и орбиты 1996 и 2019 г. Пунктирная линия и штриховая линия с двойным пунктиром – орбиты Измайлова без весов и с весами согласно [9], соответствующие суммы масс компонентов равны 25 и  $16 M_{\odot}$  (табл. 7).

не благодарят всех наблюдателей 26-дюймового рефрактора ГАО РАН, особенно – соавторов каталогов [21–23]. Авторы выражают также благодарность О.В. Кияевой за ценные замечания и консультации. Мы предполагаем продолжать наблюдения и исследования визуально-двойных звезд Пулковской программы, в том числе – широких пар с медленным орбитальным движением, а также работу над Пулковским каталогом орбит широких пар.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект 20-02-00563А).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *H. A. Шахт, Л. Г. Романенко, Д. Л. Горшанов, О. О. Василькова*, *Астрон. вестн.* **50**, 160 (2016).
2. *W. I. Hartkopf and B. D. Mason*, *Sixth Catalog of Orbits of Visual Binary Stars* (Washington: US Naval Observatory, 2016), <http://ad.usno.navy.mil/wds/orb6.html>.
3. *A. A. Kisselev and L. G. Romanenko*, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **316**, 250 (2004).
4. *J.-L. Agati, D. Bonneau, A. Jorissen, E. Soulie, S. Udry, P. Verhas, and J. Dommange*, *Astron. and Astrophys.* **574**, id. A6 (2015).
5. *W. I. Hartkopf, H. A. McAlister, and O. G. Franz*, *Astron. J.* **98**, 1014 (1989).
6. *A. Hale*, *Astron. J.* **107**, 306 (1994).
7. *B. D. Mason, W. I. Hartkopf, G. I. Wycoff, and E. R. Holdenried*, *Astron. J.* **132**, 2219 (2006).

8. А. Э. Байдин, Н. И. Перов, Л. Г. Романенко, Вестник СПбГУ. Математика. Механика. Астрономия **5(63)**, 154 (2018).
9. И. С. Измайлов, Письма в Астрон. журн. **45**, 35 (2019).
10. S. Blunt, E. L. Nielsen, R. J. de Rosa, Q. M. Konopasky, et al., Astron. J. **153**, 229 (2017).
11. B. D. Mason, G. L. Wycoff, and W. I. Hartkopf, *The Washington Visual Double Star Catalogue* (Washington: US Naval Observatory, 2018), <http://ad.usno.navy.mil/wds/wds.html>
12. A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, et al., Astron. and Astrophys. **616**, id. A1 (2018).
13. А. Э. Байдин, *Исследование методов определения орбит и точности наблюдений визуально-двойных звезд*, канд. дис. (Гл. (Пулковская) астроном. обсерватория РАН, Санкт-Петербург–Ярославль, 2018).
14. А. А. Киселев, О. В. Кияева, Астрон. журн. **57**, 1227 (1980).
15. А. А. Киселев, Л. Г. Романенко, Астрон. журн. **73**, 875 (1996).
16. А. А. Киселев, Л. Г. Романенко, О. А. Калиниченко, Астрон. журн. **86**, 148 (2009).
17. О. В. Кияева, Л. Г. Романенко, Р. Я. Жучков, Письма в Астрон. журн. **43**, 354 (2017).
18. О. В. Кияева, Л. Г. Романенко, Письма в Астрон. журн. **46**, 590 (2020).
19. L. G. Romanenko and O. A. Kalinichenko, Astron. Astrophys. Trans. **31**, 7 (2019).
20. О. В. Кияева, Астрон. журн. **60**, 1208 (1983).
21. А. А. Киселев, О. В. Кияева, И. С. Измайлов, Л. Г. Романенко, и др., Астрон. журн. **91**, 130 (2014).
22. И. С. Измайлов, М. Л. Ховричева, М. Ю. Ховричев, О. В. Кияева, и др., Письма в Астрон. журн. **36**, 365 (2010).
23. I. S. Izmailov and E. A. Roshchina, Astrophys. Bull. **71**, 225 (2016).
24. Л. Г. Романенко, Астрон. журн. **94**, 224 (2017).
25. G. W. Marcy and K. J. Benitz, Astrophys. J. **344**, 441 (1989).
26. A. A. Tokovinin, A. Duquennoy, J.-L. Halbwachs, and M. Mayor, Astron. and Astrophys. **282**, 831 (1994).
27. А. А. Токовинин, Астрон. журн. **71**, 293 (1994).
28. J.-L. Halbwachs, M. Mayor, and S. Udry, Astron. and Astrophys. **619**, id. A81 (2018).
29. Л. Г. Романенко, А. А. Киселев, Астрон. журн. **91**, 47 (2014).
30. А. А. Киселев, Л. Г. Романенко, И. С. Измайлов, Е. А. Грошева, Изв. ГАО в Пулкове **214**, 239 (2000).
31. S. L. Lippincott, Astron. J. **77**, 165 (1972).

УДК 521.1

## АНАЛИЗ ШИРОТНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ И ДАННЫХ СПУТНИКОВЫХ НАВИГАЦИОННЫХ СИСТЕМ С ЦЕЛЬЮ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ГЕОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ

© 2021 г. Р. Р. Мубаракшина<sup>1</sup>, В. В. Лапаева<sup>1</sup>, Р. А. Кашеев<sup>1</sup>, Р. В. Загреддинов<sup>1</sup>,  
Ю. А. Нефедьев<sup>1,\*</sup>, А. О. Андреев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

\*E-mail: star1955@yandex.ru

Поступила в редакцию 19.12.2019 г.

После доработки 30.10.2020 г.

Принята к публикации 30.10.2020 г.

Настоящая работа посвящена анализу данных долговременных широтных наблюдений, а также данных ГНСС измерений. Широтные наблюдения включают периодические и случайные гармоники с малыми амплитудами как составляющие шумов разной природы и продолжительности. Исследование таких гармоник может дать много информации о сейсмологии, геодинамических процессах и строении Земли в окрестности телескопа. Ценность наблюдений, проводимых на территории определенной обсерватории, заключается в их достоверности, однородности, длительности наблюдательных рядов и уникальности. Целью редукции широтных наблюдений является построение графика изменения со временем средней широты пункта наблюдения в течение длительного промежутка времени. В настоящей работе был выполнен анализ кривой неполярных (без компонентов, обусловленных движением полюса) колебаний средней широты. Проведен сравнительный анализ периодических оставляющих вековых изменений средней широты и ГНСС наблюдений. С использованием данных ГНСС наблюдений определены геодинамические параметры динамики земной коры относительно тектонических разломов на территории Республики Татарстан, а на основе анализа аномальных расхождений вариаций астрономической широты от прогнозируемой модели показана корреляционная связь с сейсмическими процессами.

DOI: 10.31857/S0004629921030014

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В Астрономической обсерватории им. В.П. Энгельгардта (АОЭ) Казанского университета наблюдения за изменчивостью широты продолжаются более века. Наблюдения в 1957–2006 гг. проводились по программе, которая дает не только положение полюса, но и позволяет изучать медленные вариации средних широт и нутационное движение земной оси. Производимые длительное время широтные наблюдения в окрестности одной обсерватории заслуживают пристального внимания, так как они несут в себе сведения об огромном количестве шумов всевозможного происхождения и длительности. Шумы включают в себя значительное количество независимых и часто повторяющихся колебаний с малыми амплитудами. Изучение данных колебаний является актуальным ввиду того, что они:

1) показывают, насколько сейсмичным является регион в окрестности обсерватории;

2) включают данные геофизического характера структуры планеты и геодинамических процессов вблизи пункта наблюдения.

Достоверность, изоморфность и долговременность – это основные характеристики многолетних наблюдений, проводимых на территории обсерватории.

Изучение вариаций средней широты обсерватории за многолетний промежуток времени из наблюдений широты места является одной из основных задач данного исследования. Значения вариаций полюса, необходимых для анализа динамики полюсов Земли, в настоящей работе не рассматриваются. Данное исследование направлено на изучение динамики неполярных вариаций средней широты с исключением довольно хорошо исследованных ее составляющих, относящихся непосредственно к движению полюсов планеты [1]. На основе длительного ряда наблюдений были определены параметры среднеширотных вариаций, включающие компоненты шумов, таких как среднеширотные полярные вариации

ции, среднеширотные полярные вариации с периодами в 0.5 года и 1 год, чандлеровское перемещение полюсов, свободные, практически точные, движения полюсов, вековое перемещение полюсов, а также неполярные вариации средней широты.

Другим интересным приложением исследования широтных наблюдений является нахождение их корреляционных связей с сейсмическими процессами. Данный вопрос является производным от нахождения связи движения полюсов и земной сейсмикой. Дискуссии о связи движения полюсов и неравномерности скорости вращения Земли с сейсмической активностью велись в 1960–1970 гг. [2]. В частности, был изучен вопрос о влиянии на период Чандлера землетрясений [3, 4]. Интерес к подобным исследованиям сохраняется до сих пор. В частности, были проведены исследования Чандлеровского периода и их связи с вращением Земли и сейсмичностью [5–7]. Также обсуждалась корреляция между случаями землетрясений и аномальными отклонениями времени и широты для обсерваторий, расположенных вблизи эпицентра [8–10]. Учеными Института астрономии Российской академии наук и Крымской астрофизической обсерватории из анализа 130 тысяч землетрясений была установлена высокая корреляция между глобальной сейсмической активностью и изменениями угловой скорости вращения Земли [11]. О.В. Пономарева из Дальневосточного научного центра обнаружила, что высокая корреляционная связь между параметрами, которые характеризуют вращение Земли и сейсмическую активность, проявляется на длительных временных интервалах.

## 2. АНАЛИЗ ШИРОТНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ, ВЫПОЛНЕННЫХ В АОЭ, КОРРЕЛЯЦИОННО-СПЕКТРАЛЬНЫМ МЕТОДОМ

Одним из наиболее надежных методов для выявления периодических гармоник при изучении неполярных изменений при редукции широтных рядов является метод корреляционно-спектрального анализа. Суть его заключается в следующем. Пусть имеется некоторый случайный временной ряд измерений данных  $U_i(t)$ ,  $t = 1, 2, 3, \dots, T$ . В этом случае автокорреляционная функция, характеризующая общую зависимость значений процесса  $U_i(t)$  в целом, для какого-то заданного момента времени  $t$ , отличающегося от его значений в другие моменты времени на величину  $\tau$ , может быть представлена как:

$$R(\tau) = \frac{1}{T - \tau} \sum_{t=0}^T U_i(t)U_i(t + \tau). \quad (1)$$

В свою очередь спектральная плотность мощности случайного процесса определяется с помощью следующего выражения:

$$S(f) = 4 \sum_{\tau=0}^T R(\tau) \cos 2\pi\tau, \quad (2)$$

где  $f$  – частота колебательного процесса, которая обычно задается через равные интервалы времени (в нашем случае – это недели, месяцы, годы). Эта функция описывает частотную структуру заданного процесса. Если проводить анализ только в интервале частот функции  $S(f)$ , то появляется “белый” спектр, а это говорит о том, что все частоты одинаково участвуют в образовании процесса, и, согласно методу спектрального анализа, в таком процессе отсутствуют периодические гармоник. Когда функция  $S(f)$  имеет пик, это говорит о присутствии гармоник с частотой  $f$ . При больших значениях  $\tau$  автокорреляционная функция  $R(\tau)$  определяется со значительными погрешностями. Чтобы избежать этого, ограничивают значения  $\tau \leq \tau_0$ , где  $\tau_0$  – произвольно выбранная величина. Перед проведением спектрального анализа обычно производят сглаживание автокорреляционной функции посредством умножения ее на так называемое шаговое или корреляционное окно  $r(\tau)$  – это специально подобранная функция, которая равна нулю, когда  $\tau > \tau_0$ , и монотонно убывает при увеличении  $\tau$  от 0 до  $\tau = T$ . Тогда спектральную плотность мощности можно записать в следующем виде

$$S(f) = 4 \sum_{\tau=0}^T R(\tau) \cos 2\pi f \tau. \quad (3)$$

На практике часто используют так называемое окно Tukey [12], которое описывается следующей функцией:

$$r(\tau) = \frac{1}{2} \left[ 1 + \cos \frac{\pi\tau}{\tau_0} \right] \quad (4)$$

для  $\tau \leq \tau_0$ , и  $r(\tau) = 0$ , если  $\tau > \tau_0$ .

Весьма критичным моментом при использовании метода спектрального анализа является правильный выбор значения  $\tau_0$ . Практика показывает, что чем меньше  $\tau_0$ , тем более сглаженным получается спектр, и уменьшается разрешение. Поэтому обычно значение  $\tau_0$  берется равным  $T$  с целью выявления всех гармоник. В случае, когда  $\tau_0 = T$ , возникает так называемое разрешение.

Если все изложенные выше условия соблюдены, то мы имеем функцию  $R(\tau)r(\tau)$  гладкой и затухающей, без резких обрывов. Задавая теперь значения  $f = 1, 2, 3, \dots$ , находим функцию  $S(f)$ , и с ее помощью строим график, по оси абсцисс которо-

го отложены частоты  $f$ , а по оси ординат – величины  $S(f)$ .

По полученному таким образом спектру выявляются колебания широты, кроме годичной, полугодовой и чандлеровской волн, а также долгопериодические колебания с продолжительностью периодов изменения от нескольких лет до десятков и сотен лет.

Поскольку значительную часть неполярных изменений широты составляют периодические компоненты, желательнее подробно изучить их структуру: частотный состав, значения амплитуд и начальных фаз, их временные изменения, т.е. стабильность.

Для изучения спектральной структуры неполярных изменений широты использовалась корреляционная схема анализа по способу Tukey [12].

При использовании этого метода прежде всего вычисляются корреляционные функции изучаемых последовательностей и затем разлагают их в спектры мощности. Для несмещенной оценки корреляционной функции конечной последовательности  $U$ , содержащей  $n$  членов, можно использовать формулу:

$$B_\tau = \frac{1}{n - \tau} \sum_{i=1}^{n-\tau} U_i U_{i+\tau}, \quad (5)$$

где  $0 \leq \tau \leq n$ . При  $\tau = 0$  получим  $B_0 = \sigma^2$  – дисперсию изучаемой последовательности, или ее полную энергию. При вычислении частотных спектров обычно вводится безразмерный параметр частоты  $K$ :

$$K = \frac{2T_m}{T_K}, \quad (6)$$

$$w_K = \frac{K}{2T_m}, \quad (7)$$

где  $T_m$  – продолжительность данной реализации ряда наблюдений,  $T_K$  – период, соответствующий частоте.

Оценка спектральной плотности для частоты  $K$  имеет следующий вид:

$$S(K) = \frac{1}{m} \sum_{\tau=0}^{m-1} \delta_\tau B_\tau \left( 1 + \cos \frac{\pi}{T_m} \tau \right) \cos \frac{\pi}{T_m} \tau K, \quad (8)$$

где  $\delta_\tau = \frac{1}{2}$  для  $\tau = 0, m$ ;  $\delta_\tau = 1$  для  $\tau = 1, 2, 3, \dots, -1$ ;  $m$  – число ординат корреляционной функции для длины ряда, которая принята при вычислении  $S(K)$ ;  $B_\tau$  – ординаты корреляционной функции, вычисленные для максимальной продолжительности реализации;  $T_m$  – продолжительность данной реализации или ширина спектрального окна метода Tukey;  $\left( 1 + \cos \frac{\pi}{T_m} \tau \right)$  – множители весовой

функции Tukey;  $\left( \cos \frac{\pi}{T_m} \tau K \right)$  – гармоники косинус-преобразования Фурье.

Скрытые периодичности выявляются по всплескам спектральных плотностей на соответствующих частотах. Фундаментальная частота определяется соотношением

$$w_0 = \frac{\pi}{T_m}. \quad (9)$$

Независимыми будут два колебания, частоты которых отличаются на  $2w_0$ .

Определив по спектру значения периодов предполагаемых гармонических компонентов

$$f_i = A_i \cos \left( \frac{2\pi}{T_i} T + \hat{O}_i \right), \quad (10)$$

методом наименьших квадратов находят их амплитуды и начальные фазы.

Для получения долгопериодических неполярных изменений широты или так называемой “средней широты” использовалось линейное преобразование исходной последовательности широт по формуле вида

$$\varphi_t^m = \sum_i K_i \varphi(t + i), \quad (11)$$

где  $K_i$  – некоторые постоянные коэффициенты;  $t$  – момент, к которому относится средняя широта.

Для вычисления средней широты мы воспользовались линейным преобразованием, которое называют формулой Орлова–Сахарова [13]:

$$\varphi_{t+9}^m = \frac{1}{40} \sum_{i=1}^{10} (\varphi_t + \varphi_{t+3} + \varphi_{t+6} + \varphi_{t+9}), \quad (12)$$

где  $\varphi_t$  – сглаженные значения широт, взятые через 0.1 года.

В результате было выполнено исследование неполярных вариаций широты, полученных в период 1979–2006 гг. Спектр неполярных вариаций показан на рис. 1, 2. На этих графиках по оси ординат даны значения спектральной плотности в единицах  $(10^{-6})^2$ , по оси абсцисс верхняя шкала дает значения параметра частоты ( $\mathbf{K}$ ), нижняя ( $\mathbf{T}$ ) – величины периодов в годах для предполагаемых периодических гармоник. Графики на рис. 1 и 2 построены следующим образом. Данные спектрального анализа наносились программно сначала в виде точек и затем аппроксимировались кривой. Для этого использовался метод Savitzky-Golay [14], который позволяет сохранить формы пиков. Метод Savitzky-Golay выполняет полиномиальную регрессию к точкам данных в рамках движущегося по этим точкам окна. В нашем случае использовалось полиномиальное разложение до гармоник пятого порядка.

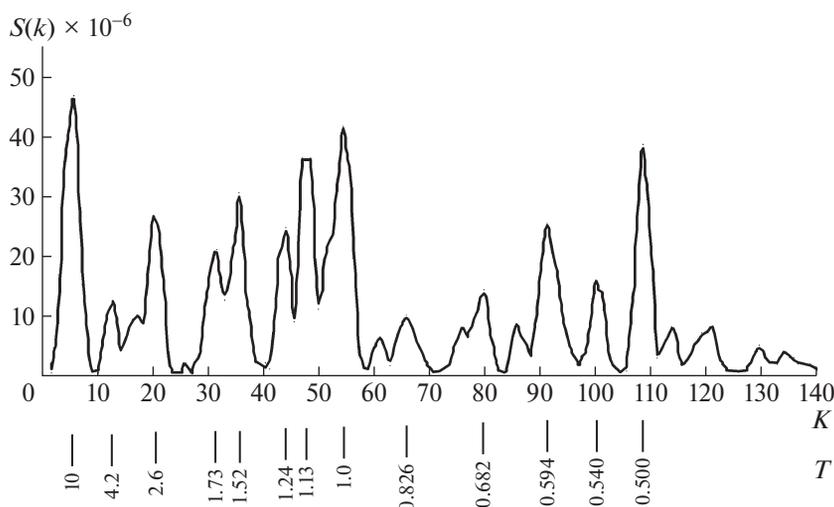


Рис. 1. Разложение неполярных широтных колебаний 1979–2006 гг.

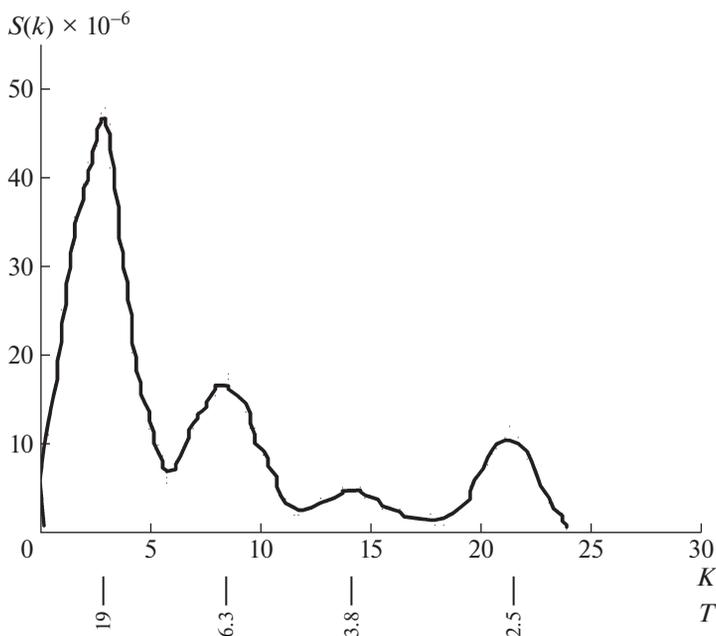
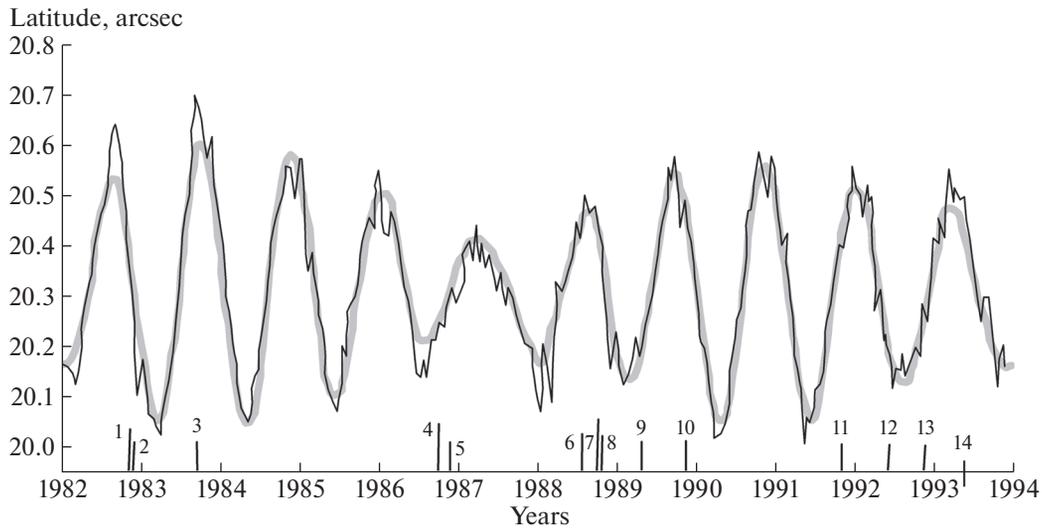


Рис. 2. Разложение долгопериодических неполярных флуктуаций широты 1979–2006 гг.

Анализ построенных на рис. 1, 2 графиков позволяет сделать вывод о том, что разложение неполярных широтных вариаций обладает сложной структурой и включает в себя около двух десятков пиков и расхождений плотности разложения. Рассматриваемая временная зависимость состоит не только из гармонических элементов, присутствуют также вариации для амплитуд, периодов, начальной фазы. Следствием всего вышперечисленного являются затруднения при описании разложений изучаемых широтных наблюдений во

временные ряды. Периоды самых существенных прогнозируемых периодических элементов на рис. 1, 2 в неполярных широтных колебаниях соответствуют значениям 10; 2.6; 1.52; 1.24; 1.13; 1.0; 0.594 и 0.5 года. С периодами 19; 6.3; 3.8 и 2.5 года связаны пики в разложении долгопериодических широтных измерений с 1979 по 2006 г. Для надежного определения компонентов с более значительными периодами предполагается исследование наблюдений, выполненных на более длительных временных интервалах.



**Рис. 3.** Короткопериодические вариации средней широты 1982–1994 гг. На графике приведены полученные из наблюдений значения вариации широты (сплошная линия) и прогнозируемая модель колебаний широты, созданная по данным изменения координат полюса (сплошная серая линия).

### 3. КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ СВЯЗИ ВАРИАЦИЙ ШИРОТЫ С СЕЙСМИЧЕСКИМИ ПРОЦЕССАМИ

Небесно-механическим характером обладают как лунные, так и земные сейсмические процессы. Постоянные сжатия и флуктуации нашей планеты и околопланетной зоны приводят к постоянно колеблющимся и варьирующимся координатным изменениям в пространстве, о чем свидетельствуют астрономические и геодезические работы [15]. Большинство сейсмических толчков, сила которых больше шести баллов, соответствуют аномальным отклонениям широтных измерений от нормального распределения [13, 16]. Следует отметить, что главные перемещения литосферы в геофизике определяются лишь условным образом, точную численную оценку позволяют выполнять только астрометрические наблюдения.

На рис. 3 представлены короткопериодические вариации средней широты, полученные в наблюдениях 1982–1994 гг. Всего было получено около 3 тысяч отдельных значений. Для исключения случайных ошибок наблюдений все 3 тысячи отдельных значений широты были сгруппированы в нормальные точки. Осреднение выполнялось на интервалах 5–20 сут в зависимости от плотности наблюдений. Среднее значение интервала осреднения составляет 14.7 сут или 0.04 года. Каждая нормальная точка содержит от 7 до 22 отдельных значений широт. Зная точность одного наблюдения и учитывая веса исходных

точек, можно получить меру точности  $\mu$  по формуле:

$$\mu = \frac{\sigma^2}{2n}, \tag{13}$$

где  $n$  – среднее число наблюдений на интервале осреднения,  $\sigma^2$  – дисперсия одного наблюдения:

$$\sigma^2 = \frac{D}{S} = \frac{1}{S} \sum_{i=1}^S \frac{1}{n_i}. \tag{14}$$

Здесь  $S$  – число нормальных точек,  $n_i$  – число широт в  $i$ -й нормальной точке,  $D$  – дисперсия исходных нормальных точек. В итоге, если принять среднее значение  $\sigma^2 = 0.007854$ , которое получается из анализа широтных рядов, можно записать для меры точности, что данный параметр находится в диапазоне от 0.000561 до 0.000178.

Все полученные усредненные точки были нанесены на график (см. рис. 3), и затем была проведена их аппроксимация по методу Savitzky-Golay с полиномиальным разложением до гармоник пятого порядка. На рисунке результат показан черной сплошной ломаной линией. По горизонтальной оси отложены годы, а по оси ординат – значения широты, полученной из наблюдений. На этом же рисунке показана кривая изменения широты, вычисленная по данным координат полюса (гладкая серая кривая).

При построении этого рисунка значение средней широты Астрономической обсерватории им. В.П. Энгельгардта (АОЭ) было принято равным  $20.318''$ , так как по данным координат полюса

**Таблица 1.** Параметры сейсмических толчков, произошедших на Ромашкинском месторождении

№	Дата	MS
1	1982.8246	3.3
2	1982.8904	3.2
3	1983.8630	3.2
4	1986.7288	3.8
5	1986.7315	3.9
6	1988.5382	3.3
7	1988.7186	3.1
8	1988.7951	3.1
9	1989.2932	3.2
10	1989.8630	3.2
11	1991.8246	3.6
12	1992.4126	3.2
13	1992.8640	3.2
14	1993.5945	3.2

са вычисляются только вариации широты. Данные координат полюса ( $X$  и  $Y$ ) были взяты из ежемесячных бюллетеней Международной службы вращения Земли и Государственной службы времени, частоты и определения параметров вращения Земли Российской Федерации.

Согласно рис. 3, в 1984–1985 гг. значительных изменений в широте не было, поэтому наблюдаемая и вычисленная широты на этом временном интервале достаточно хорошо совпадают. Два заметных расхождения в 1985 г. содержат только по одной нормальной точке, так что их можно отнести к категории случайных явлений. Заметные аномальные отклонения наблюдаемой широты от вычисленной по координатам полюса стали проявляться лишь после 1986 г. При этом величина отклонения составляет в среднем  $0.10''$  и меняется в интервале от  $0.05''$  до  $0.13''$ .

Перпендикулярными оси абсцисс черточками на рис. 3 обозначены моменты произошедших сейсмических толчков в Республике Татарстан на Ромашкинском месторождении, имеющие более  $3 M_s$  (Surface Wave Magnitude). Данные сейсмических толчков приведены в табл. 1. Наиболее значимыми можно считать землетрясения 24.09.87, 19.09.88, 17.04.89, 11.11.89 и 28.10.91, на рис. 3 им соответствуют номера 4, 7, 9, 10, 11.

Согласно данным сейсмических толчков, произошедших в 1982, 1983, 1986, 1988 г., наблюдались определенные расхождения прогнозируемых модельных расчетов от наблюдательных данных, но после 1988 г. расхождения стали менее явными. Аномальные расхождения вариаций широты составляют около  $0.1''$  и не зависят от силы сейсми-

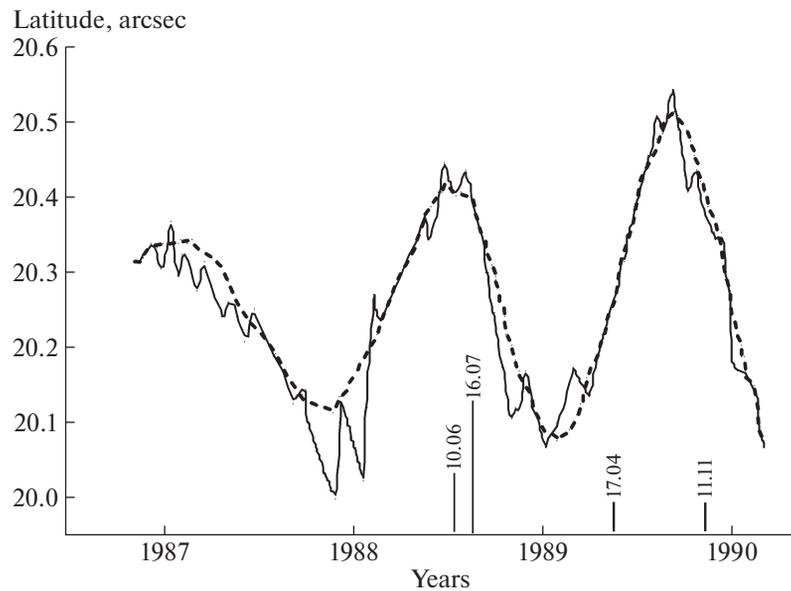
ческого толчка, но при этом наблюдается наличие связи с аномальными вариациями широты.

На рис. 4 представлен усредненный график вариаций широты за период с 1987 по 1990 г., построенный согласно наблюдаемым значениям (сплошная линия), и прогнозируемая модель колебаний широты, созданная по данным изменений координат полюса (штриховая линия). Как и в случае рис. 1, 2, вначале наносились точки, соответствующие значениям широты, а затем проводилась аппроксимационная линия по методу Savitzky-Golay с полиномиальным разложением до гармоник пятого порядка. Из сравнения полученных кривых друг с другом с уверенностью выявляются минимум 14 аномальных отклонений, из которых 4 оказываются весьма значительными. Они по величине расхождения заметно превосходят 10 оставшихся других расхождений. Эти четыре отклонения коррелируют с четырьмя землетрясениями, произошедшими в г. Набережные Челны в 1988–1989 гг.: 10 июня 1988 ( $2.5 M_s$ ), 16 июля 1988 ( $2.7 M_s$ ), 17 апреля 1989 ( $3.3 M_s$ ), 11 ноября 1989 ( $2.7 M_s$ ). Причем перед сейсмическими толчками, обозначенными на рис. 4, примерно за 4–5 мес можно наблюдать аномальные расхождения наблюдаемых широт от прогнозируемой модели. Каждая точка на кривой является усредненным значением двух десятков отдельных измерений, что не позволяет считать такого рода события случайными.

Рассмотрим 10 оставшихся отклонений. 10 расхождений значений аномальных отклонений невелики и не выходят за пределы интервала от  $0.02$  до  $0.10$ . Это позволяет сделать два следующих вывода. Во-первых, такие небольшие по своим значениям аномальные отклонения в целом еще не свидетельствуют об обязательном наступлении землетрясения, так как у нас отсутствуют какие-либо достоверные сведения об этих событиях, которые могли бы иметь место на востоке республики. Во-вторых, их наличие свидетельствует о том, что в поверхностных слоях непрерывно происходят кратковременные или даже эпизодические подвижки в земной коре, изменяющие наклон поверхности Земли по отношению к некоторому среднему его положению, что и вызывает изменение широты местоположения АОЭ, определяемого по астрономическим данным измерений.

#### 4. АНАЛИЗ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ ВАРИАЦИЙ НЕПОЛЯРНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ СРЕДНЕЙ ШИРОТЫ 1978–1994 ГГ. НА АОЭ

На рис. 5 в секундах дуги представлен график долгопериодических вариаций (нерегулярная кривая) неполярных изменений средней широты на АОЭ, полученная из наблюдений 1978–1994 гг.



**Рис. 4.** Аномальные расхождения вариаций широты от прогнозируемой модели и связь с сейсмическими процессами. На графике приведены полученные из наблюдений значения вариации широты (сплошная линия) и прогнозируемая модель колебаний широты, созданная по данным изменения координат полюса (штриховая линия).

путем исключения колебаний всех периодических составляющих, как полярных, так и неполярных. На рисунке по горизонтальной оси отложено время в годах, а по вертикальной — изменение средней широты. Отклонения от этого значения в  $0.02\text{--}0.03''$  представляют собой, по астрономическим меркам, значительные величины и не могут быть объяснены инструментальными ошибками. График показывает, что до 1980 г. не наблюдалось значительных изменений средней широты. В середине 1980 г. средняя широта начала увеличиваться и достигла максимального значения в 1981 г. Следующая флуктуация средней широты имела место в 1984 г. Самые же значительные изменения средней широты имели место в 1987–1988 гг. В целом изменения средней широты носят неправильный, волнообразный характер. Но на некоторых интервалах времени заметен ощутимый линейный тренд. Так, на интервале 1980–1984 гг. в течение четырех лет средняя широта увеличивалась со скоростью  $+0.0052''/\text{год}$ , а в интервале 1984–1988 гг. средняя широта уменьшалась со скоростью  $-0.0095''/\text{год}$ . В линейной мере указанные изменения составляют 0.16 и 0.29 м соответственно. С такой скоростью происходили смещения (деформации) земной коры, на которой находится АОЭ. Эти величины могут показаться большими. Но нужно иметь в виду, что классические астрономические инструменты измеряют абсолютное смещение земной коры относительно звезд, тогда как смещения, измеряемые в геодезии, являются относительными.

## 5. АНАЛИЗ ИЗМЕНЯЕМОСТИ ДИНАМИКИ ЗЕМНОЙ КОРЫ ОТНОСИТЕЛЬНО ТЕКТОНИЧЕСКИХ РАЗЛОМОВ НА ОСНОВЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ГНСС ИЗМЕРЕНИЙ

Необходимо отметить, что спутниковые методы позиционирования уже более десяти лет активно используются на территории Республики Татарстан (РТ) для координатного обеспечения геодезических, геологоразведочных, изыскательских и маркшейдерских работ, а также решения задач земельного кадастра. Хорошо известно, что к числу важнейших достоинств спутниковых методов позиционирования относятся их высокая точность и оперативность, открывающие широкие возможности изучения динамики регионов, характеризуемых повышенной активностью тектонических процессов.

Интерес к исследованиям геодинамических явлений обусловлен тем, что безопасное ведение человеком хозяйственно-экономической деятельности возможно только при получении целостной картины о процессах, происходящих в недрах Земли и на ее поверхности. Изучение современных движений и деформаций земной коры требует проведения в мониторинговом режиме высокоточных измерений смещений геодезических пунктов. Жесткие требования к проведению подобного рода геодезических работ — обширные территории, охватываемые измерениями, высокий уровень точности определения величин движений и деформаций, короткие периоды между сериями инструментальных измерений — предопреде-

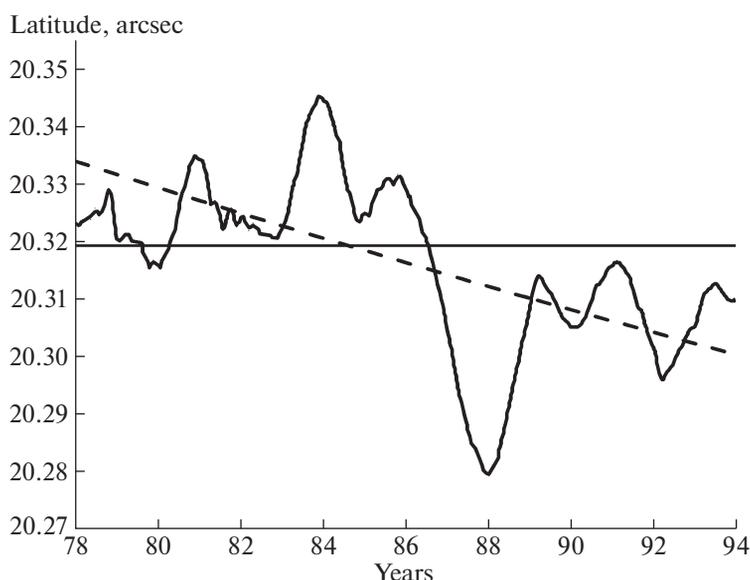


Рис. 5. Неполярные флуктуации средней широты АОЭ 1978–1994 гг.

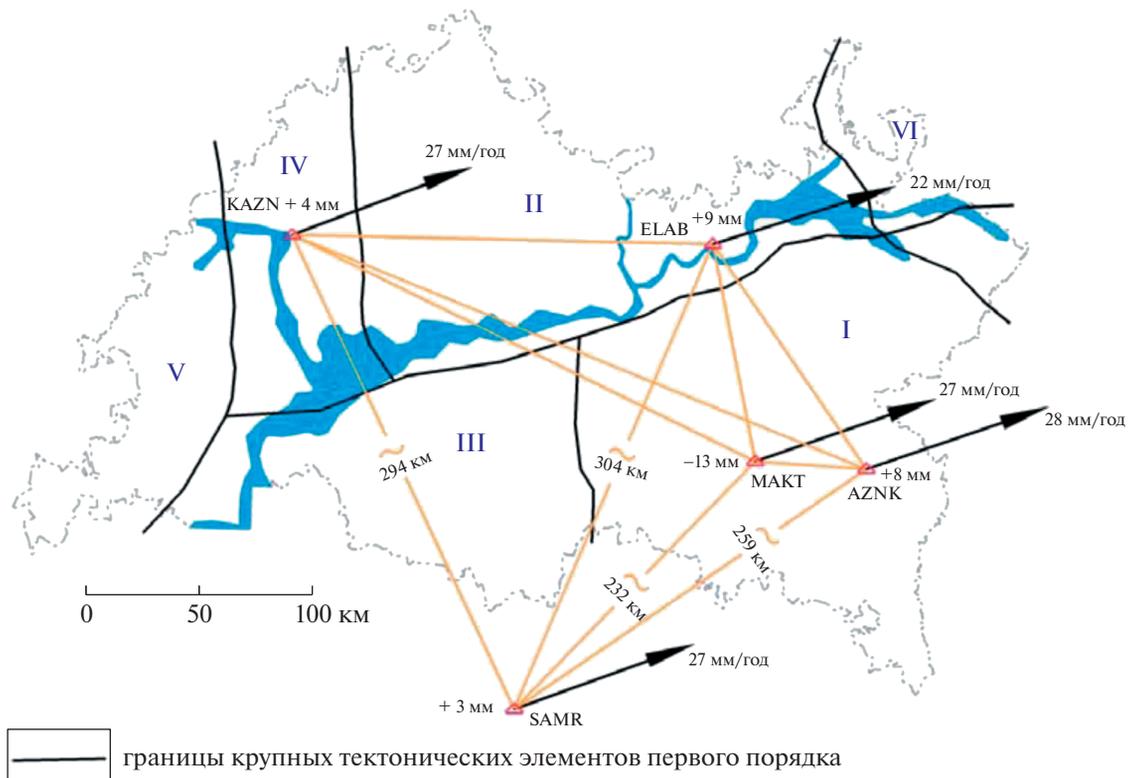
ляют необходимость использования при проведении исследований современного высокоточного и производительного геодезического оборудования.

Республика Татарстан находится в одной из зон повышенной активности Русской платформы, вследствие чего изучение сейсмичности региона представляется необходимым и актуальным. Начиная с 1985 г. на территории Татарстана было зафиксировано около 100 землетрясений, силой 4–5 и даже 6 баллов. Большинство эпицентров сгруппировано вдоль Алтунино-Шунакской разломной зоны и вдоль Прикамской системы разломов. Кроме того, сейсмическая активность проявляется и по другим разломам фундаментов Южно-Татарского свода, приуроченным к Ромашкинскому и Ново-Елховскому месторождениям. По этой причине исследование сейсмической активности данного региона различными, в том числе и астрономо-геодезическими, методами представляется важным для прогноза сейсмической активности вблизи нефтеперспективных месторождений и обеспечения геодинамической безопасности территории. Учитывая сказанное, мониторинг положений пунктов опорной спутниковой сети Республики Татарстан оказывается необходимым условием обеспечения безопасности эксплуатации размещенных на ее территории объектов и инженерно-технических сооружений, предотвращения чрезвычайных ситуаций и экологических катастроф различной природы.

В 2006–2015 гг. на существующих базовых станциях РТ был накоплен значительный объем измерительных данных, анализ которых позволяет впервые исследовать геодинамику региона и в плановых координатах, и по высоте. Использование при об-

работке ГНСС измерений специализированного программного обеспечения GAMIT/GLOBK дает возможность получить координаты пунктов в международной системе отсчета ITRF с высокой точностью, открывающей перспективы изучения геодинамических явлений, как в глобальном, так и региональном масштабах. Надежность, точность и чувствительность ГНСС наблюдений подтверждаются их реакцией на катастрофическое землетрясение, произошедшее 11 марта 2011 г. в области Тохоку (Япония) [17].

Станция KAZN, функционирующая с 2008 г., расположена в Городской Астрономической обсерватории Казанского федерального университета, что позволяет сопоставлять выполненные на ней ГНСС измерения с измерениями широты, которые получены на телескопе ЗТЛ-180 АОЭ в 1957–2006 гг. На рис. 6 представлены направления и величины векторов векового смещения геодезических пунктов на территории РТ, на которых выполнялись рассматриваемые ниже наблюдения: KAZN (КФУ, г. Казань), AZNK (г. Азнакаево), ELAB (г. Елабуга), МАКТ (г. Альметьевск), SAMR (г. Самара), КСНР (г. Кирово-Чепецк). Каждому пункту соотнесены векторы планового смещения, основной составляющей которых являются вековые сдвиги базовых станций в направлении на северо-восток со скоростью от 20.90 мм/год (ELAB) до 26.34 мм/год (AZNK) и в направлении на север со скоростью от 6.54 мм/год (ELAB) до 9.50 мм/год (KAZN). Для процедуры оценки качества наблюдательных данных наилучшим образом подходит свободно распространяемая и доступная на сайте производителя программа TEQC (Translating, Editing, Quality Checking). Эта



**Рис. 6.** Схема современной динамики земной коры относительно тектонических разломов: Южно-Татарский свод (I), Северо-Татарский свод (II), Мелекесская впадина (III), Казанско-Кировский прогиб (IV), Токмовский свод (V) и Камско-Бельский авлакоген (VI).

утилита предназначена для конвертирования исходных бинарных файлов различных форматов, зависящих от типа ГНСС приемника, в универсальный текстовый формат (RINEX – Receiver Independent Exchange Format), понятный большинству программ обработки спутниковых измерений, а также для редактирования файлов ГНСС измерений и оценки качества. В режиме оценки качества измерений программа TEQC на основе RINEX файлов формирует файлы отчета, где содержится вся необходимая для оценки качества информация, а также файлы графиков в формате UNAVCO COMPACT.

В результате были получены данные, приведенные на рис. 6. Анализ рис. 6 показывает, что скорость движения тектонической плиты в районе АОЭ (пункт KAZN) равна  $25.34 \pm 0.10$  мм/год в направлении на восток и  $9.5 \pm 0.11$  мм/год в направлении северного полюса, что в итоге дает величину скорости изменения вектора движения пункта 27 мм/год. Этому смещению соответствует вековое изменение положения АОЭ примерно на  $0.0002''/\text{год}$  и хорошо согласуется с величиной и направлением векового перемещения Евразийской литосферной плиты. При этом смещение по вертикали составляет  $4.30 \pm 0.36$  мм/год.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выводы из полученных результатов следующие. Темпоральные (временные) изменения астрономической широты, определяемые традиционными астрометрическими методами, равно как и изменения со временем геодезических координат, устанавливаемые путем ГНСС позиционирования, имеют сложную и противоречивую геофизическую природу. При этом важно подчеркнуть принципиальное различие астрометрических и спутниковых методов определения координат, заключающееся в том, что процедура ГНСС позиционирования точек физической (гипсометрической) поверхности Земли не зависит от воздействия локального поля силы тяжести в окрестности станции, т.е. не связана с положением локального геоида. Напротив, в рамках классической астрометрии основным определяемым направлением является направление отвесной линии, устремленной по нормали к поверхности геоида, вследствие чего вариации астрономической широты оказываются обусловленными как смещениями физической поверхности, так и изменениями наклонов локального геоида.

По этой причине отсутствие прямой релевантности (не перекрывающихся по времени) веко-

вой составляющей темпоральных изменений астрономической широты и геодезических координат в очередной раз свидетельствует как о сложности происходящих геофизических процессов, так и о необходимости повышения точности их регистрации. Уместно заметить в этой связи, что авторы настоящей статьи связывают прогресс в этом направлении с дальнейшим развитием методов ГНСС нивелирования, позволяющих осуществлять мониторинг изменений со временем аномалий высоты и уклонений отвесной линии на выбранных территориях. С 2014 г. на территории АОЭ двухсистемным (ГЛОНАСС/GPS) трехчастотным (L1/L2/L5) ГНСС приемником TRIMBLE NetR9 выполняются ГНСС измерения, данные которых накапливаются в виде RINEX-файлов с интервалом 30 с, что дает основания рассчитывать на успешное продолжение геодинамических исследований в этом регионе.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Настоящая работа частично поддержана Российским научным фондом, гранты 20-12-00105 (согласно гранту разработан метод анализа данных). Работа выполнена в соответствии с Программой Правительства Российской Федерации по конкурентному росту Казанского федерального университета. Работа частично поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 19-32-90024 “Аспиранты” и Фондом развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *V. Lapaeva, V. Meregina, and Y. Nefedjev*, Geophys. Res. Lett. **32**, (2005).
2. *Y. Barkin and J. Ferrandiz*, Trans. Sternberg State Astron. Inst. **78**, 7 (2005).
3. *Y.-B. Han, J. Tian, and H.-R. Du*, Astrophys. Space Sci. **177**, 383 (1991).
4. *H. Hu, Y. Li, and R. Wang*, Acta Geophys. Sin. **31**, 483 (1988).
5. *М. М. Машимов*, Планетарные теории геодезии (М.: Недра, 1982).
6. *M. Meinig*, Wissenschaftliche Zeitschrift der Tech. Universitat Dresden **38**, 8 (1989).
7. *Г. Мориц and А. Мюллер*, Вращение Земли: теория и наблюдения (Киев: Наукова думка, 1992).
8. *J. Vondrak*, Bull. Astron. Inst. Czechoslovakia **37**, 324 (1986).
9. *Y. Han, Z. Li, and G. Zhang*, Wissenschaftliche Zeitschrift der Tech. Universitat Dresden **38**, 43 (1989).
10. *K. Yokoyama, K. Tanikawa, and S. Manabe*, in *Earth Rotation and the Terrestrial Reference Frame*, p. 15 (1985).
11. *О. В. Пономарева*, в *Солнечно-земные связи и предвестники землетрясений: IV международная конференция*, с. Паратунка Камчатской обл., 14–17 августа 2007 г., с. 41 (2007).
12. *J. W. Tukey*, *Exploratory data analysis* (Addison-Wesley, Reading, MA, 1977).
13. *В. И. Сахаров*, Тр. ГАО АН СССР, с. 2 (1972).
14. *E. J. Karjalainen and U. P. Karjalainen*, *Data analysis for hyphenated techniques* (Elsevier Science, 1996).
15. *Ю. А. Нефедьев, В. В. Лапаева, А. И. Нефедьева, Ш. С. Каратай, В. П. Мережин*, Научный Татарстан, № 3, 68 (2004).
16. *Я. С. Яцкив, Н. Т. Миронов, А. А. Корсунь, В. К. Тарадий*, Итоги науки и техники. Часть I, № 12, 5 (1976).
17. *Р. Р. Мубаракшина, Ю. А. Нефедьев, В. В. Лапаева, Р. А. Кащеев, Р. В. Загретдинов, А. О. Андреев*, Изв. ГАО в Пулкове № 225, 85 (2018).