

# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Том 99, номер 7, 2022

---

---

Ньютоновская космология и релятивистская теория <i>И. Д. Новиков, И. Д. Новиков Младший</i>	531
Межзвездное поглощение в высоких галактических широтах: аналитическое приближение <i>О. Ю. Малков, А. С. Авдеева, Д. А. Ковалева, А. Д. Некрасов</i>	537
Световое уравнение в изменениях орбитального периода затменно-двойных систем TT Del, EU Hya и SV Tau <i>А. И. Халиуллина</i>	547
Изучение шкал расстояний по цефеидам с данными из каталога Gaia EDR3 <i>В. В. Бобылев, А. Т. Байкова</i>	558
Ревизованная версия нового каталога звезд, заподозренных в переменности блеска, NSV Release 2 <i>Е. В. Казаровец, Н. Н. Самусь, О. В. Дурлевич</i>	569
Сверхскоростные свободные планеты как продукт столкновения их родительских систем со сверхмассивными черными дырами <i>Г. Н. Дремова, В. В. Дремов, А. В. Тутуков</i>	576
Солнечные фотосферные магнитные поля, корональные выбросы массы и радиовсплески II типа в 23 и 24 циклах <i>И. А. Биленко</i>	595
Определение параметров гравитационного поля Земли по градиентометрическим измерениям <i>А. А. Ключков</i>	612
Erratum to: Выметание пыли давлением излучения звезд и особенности химического состава дисковых галактик <i>Е. Э. Сивкова, Д. З. Вибе, Б. М. Шустов</i>	616

---

---



## НЬЮТОНОВСКАЯ КОСМОЛОГИЯ И РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ТЕОРИЯ

© 2022 г. И. Д. Новиков<sup>1, 2, 3, \*</sup>, И. Д. Новиков Младший<sup>1, 4, \*\*</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Астрокосмический центр, Москва, Россия

<sup>2</sup> Niels Bohr International Academy, Niels Bohr Institute, Copenhagen, Denmark

<sup>3</sup> Федеральное государственное бюджетное учреждение  
Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

<sup>4</sup> Centre for Astrophysics and Planetary Science, The University of Kent, Canterbury, U.K.

\*E-mail: novikov@asc.rssi.ru

\*\*E-mail: inovikov@asc.rssi.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 16.05.2022 г.

Принята к публикации 16.05.2022 г.

Данная работа опровергает ошибочные утверждения, возникшие в теоретической космологии почти 90 лет назад. Рассматривается принятый в литературе метод вывода локальных свойств Фридмановской космологической модели, пользуясь только теорией Ньютона, без обращения к теории Эйнштейна. Мы показали, что обычный метод такого вывода недостаточен для получения правильного результата, и ведет к ошибкам. Сформулированы требования, являющиеся достаточными для того, чтобы Ньютоновская модель действительно являлась приближением к релятивистской теории.

*Ключевые слова:* Ньютоновская космология, релятивистская теория космологии, общая теория относительности Эйнштейна

DOI: 10.31857/S0004629922080096

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В пионерских работах [1–3] и других было замечено, что вывод о нестационарности Вселенной и закон ее динамической эволюции могут быть получены из Ньютоновской теории без обращения к теории Эйнштейна. С тех пор изложение космологической проблемы в популярных книжках (см., напр., [4–6]), как правило, делается с использованием именно Ньютоновской теории. Более того, даже профессиональные монографии начинают изложения космологии часто с Ньютоновской теории (см., напр., [7–10]). При таком подходе подчеркивается, что закон тяготения Ньютона, описывающий ускорение, создаваемое гравитацией, является асимптотически правильным выражением закона Эйнштейна в случае слабых полей тяготения и сферических распределений вещества и скорости движения элементов объема, где скорости должны быть малы по сравнению со световой. Как правило, при сравнении законов Эйнштейна и Ньютона этим и ограничиваются. В данной работе мы показываем, что такое ограничение недостаточно для понимания сути дела и, более того, ведет к ошибкам.

### 2. НЬЮТОНОВСКАЯ КОСМОЛОГИЯ

Как уже было сказано, начиная с пионерских работ [1–3] и других, Ньютоновская космология используется для “простого” введения в современную космологию. Чтобы выделить основные идеи, рассмотрим простейшую идеальную космологическую модель. Пусть однородное вещество без давления равномерно заполняет всю Вселенную. В подобной модели галактики рассматриваются в большом объеме как точки в таком веществе. Выделим мысленно в этом веществе шар произвольного радиуса с центром в произвольной точке. Рассмотрим сначала силы тяготения, создаваемые на поверхности этого шара только веществом самого шара, и не будем пока рассматривать все остальное вещество Вселенной. Пусть радиус шара выбран не слишком большим, так что поле тяготения, создаваемое веществом шара, относительно слабо, и для вычисления силы тяготения применима теория Ньютона. Тогда точки, находящиеся на граничной сфере, будут притягиваться к центру шара с силой, пропорциональной массе шара  $M$  и обратно пропорциональной квадрату его радиуса  $R$ .

Теперь вспомним о всем остальном веществе Вселенной вне шара, и попытаемся учесть создаваемые им силы тяготения. Для этого будем рассматривать последовательно сферические оболочки все большего и большего радиуса, охватывающие шар. Но известно, что сферически-симметричные слои вещества никаких гравитационных сил внутри полости не создают. Следовательно, все эти сферически-симметричные оболочки (т.е. все остальное вещество Вселенной) ничего не добавляют к силе притяжения, которое испытывает точка  $A$  на поверхности шара к его центру  $O$ .

Итак, можно вычислить ускорение одной точки  $A$  по отношению к другой точке  $O$ . Мы приняли  $O$  за центр шара, а точка  $A$  находится на расстоянии  $R$  от  $O$ . Это ускорение обусловлено тяготением только вещества шара радиусом  $R$ . Согласно закону Ньютона оно есть

$$\ddot{R} = -\frac{GM}{R^2}. \quad (1)$$

Знак минус означает, что ускорение соответствует притяжению, а не отталкиванию. Итак, любые две точки, находящиеся в однородной Вселенной на расстоянии  $R$ , испытывают относительное ускорение (отрицательное)  $\ddot{R}$ , задаваемое формулой (1). Это и означает, что Вселенная должна быть нестационарной. Действительно, если бы мы представили, что в некоторый момент времени галактики покоятся, т.е.  $\dot{R} = 0$ , и плотность вещества во Вселенной не меняется, то в следующий момент галактики получили бы скорости под действием взаимного тяготения всего вещества, так как имеется ускорение тяготения, даваемое формулой (1). Итак, покой галактик друг относительно друга возможен лишь на мгновение. В начальный момент времени можно выбрать не покой, а расширение друг относительно друга. В общем же случае галактики должны двигаться — они должны или удаляться, или сближаться, радиус шара  $R$  должен меняться со временем, плотность вещества также должна изменяться со временем.

Вселенная должна быть нестационарной, ибо в ней действует тяготение — таков основной вывод теории. Формулу (1) можно переписать, заменив в ней массу выражением  $M = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho$ , тогда получим силу тяготения на единицу массы в виде

$$\ddot{R} = -\frac{4}{3}\pi G\rho R. \quad (2)$$

Точка означает производную по времени,  $\rho$  — плотность вещества. Выбор точки  $O$  был произволен. Наша модель однородна, следовательно,

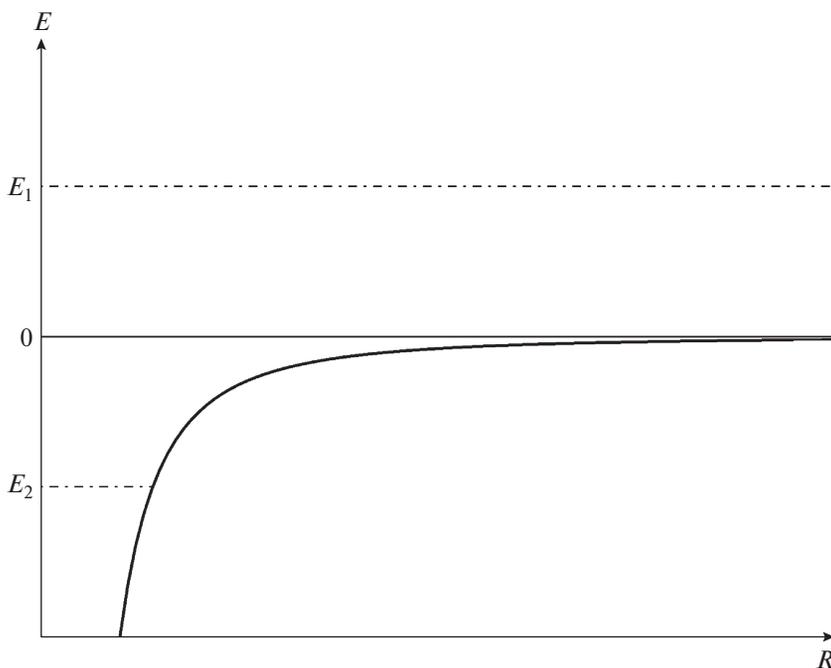
формула (2) справедлива для любой точки пространства Вселенной. Формула (2) описывает закон изменения радиуса произвольного шара со временем и также описывает закон изменения плотности вещества со временем, так как плотность вещества  $\rho \sim \frac{1}{R^3}$  для пыли, когда давление  $P = 0$ . С учетом этого соотношения уравнение (2) можно проинтегрировать:

$$\frac{1}{2}\dot{R}^2 = \frac{4}{3}\pi G\rho R^2 + E, \quad (3)$$

где  $E$  — произвольная константа интегрирования. Формула (3) позволяет легко анализировать динамику эволюции разных масштабов и эволюцию плотности Вселенной. Выражение (3) можно рассматривать как закон сохранения энергии при эволюции поверхности шара:  $E$  — полная энергия, равная сумме кинетической (член с  $\dot{R}^2$ ) и потенциальной (член с постоянной  $G$ ). Отрицательное слагаемое в выражении  $E = \left(\frac{1}{2}\right)\dot{R}^2 - \left(\frac{4}{3}\right)\pi G\rho R^2$  называют потенциалом, он изображен на рис. 1. Эволюция модели происходит с постоянной энергией  $E = \text{const}$ , изображенной на рис. 1 горизонтальной линией. Если  $E_1 > 0$ , то расширение происходит от  $R = 0$  до  $R = \infty$ . Если  $E_2 < 0$ , то расширение происходит от  $R = 0$  до встречи с потенциальной кривой, и затем происходит сжатие до  $R = 0$ . Величина  $E = \text{const}$  может выбираться произвольно, так как начальные условия в Ньютоновской теории никак не связаны с уравнением тяготения. К сказанному еще добавляют, что шар достаточно мал, чтобы не только силы тяготения на его поверхности были малы, но и скорости вещества тоже малы по сравнению со световой  $c$ . Сказанное составляет суть Ньютоновской космологии, которая, как утверждается, совпадает локально с релятивистской космологией. Но как мы увидим, это утверждение требует существенных уточнений.

### 3. УРАВНЕНИЯ ЭЙНШТЕЙНА

Механика релятивистской космологии (теория Фридмана) основана на уравнениях Эйнштейна. Уравнения Эйнштейна описывают структуру и эволюцию геометрии пространства-времени с помощью метрического тензора  $g_{ik}$  (см., напр., [11]) совместно с эволюцией физических свойств материи [11], описываемых тензором  $T_{ik}$ . В отличие от уравнения тяготения Ньютона, уравнения Эйнштейна содержат в себе уравнение движения. Вся система является системой дифференциальных уравнений частных



**Рис. 1.** Графическое изображение потенциала  $E = -\frac{4}{3}\pi G\rho R^2$  Ньютонической модели,  $\rho = \frac{\rho_0 R_0^3}{R^3}$ .  $E_1$  и  $E_2$  – линии постоянных значений энергии, вдоль которых происходит эволюция модели.

производных второго порядка компонент метрического тензора по координатам  $x^0, x^1, x^2, x^3$ . Система может быть записана в виде

$$G_i^k = \frac{8\pi G}{c^4} T_i^k. \tag{4}$$

Здесь  $G$  – постоянная тяготения;  $i, k = 0, 1, 2, 3$ ;  $G_i^k$  – тензор кривизны Эйнштейна;  $T_i^k$  – тензор энергии–импульса материи. Эти уравнения делятся на две группы.

1) Уравнения, не содержащие вторых производных по времени  $x^0$ . Это уравнения на начальные условия при  $x^0 = 0$ :

$$G_i^0 = \frac{8\pi G}{c^4} T_i^0. \tag{5}$$

2) Уравнения эволюции, содержащие вторые производные по  $x^0$ :

$$G_\alpha^\beta = \frac{8\pi G}{c^4} T_\alpha^\beta, \quad \alpha, \beta \neq 0. \tag{6}$$

При этом, если уравнения (5) выполняются при  $x^0 = 0$ , а уравнения (6) выполняются при всех  $x^0, x^1, x^2, x^3$ , то уравнения (5) так же выпол-

няются при всех  $x^0, x^1, x^2, x^3$ . Мы считаем, что  $\Lambda$  – член релятивистской теории, включен в выражение для тензора  $T_i^k$ . В данной статье полагаем, что  $\Lambda = 0$ .

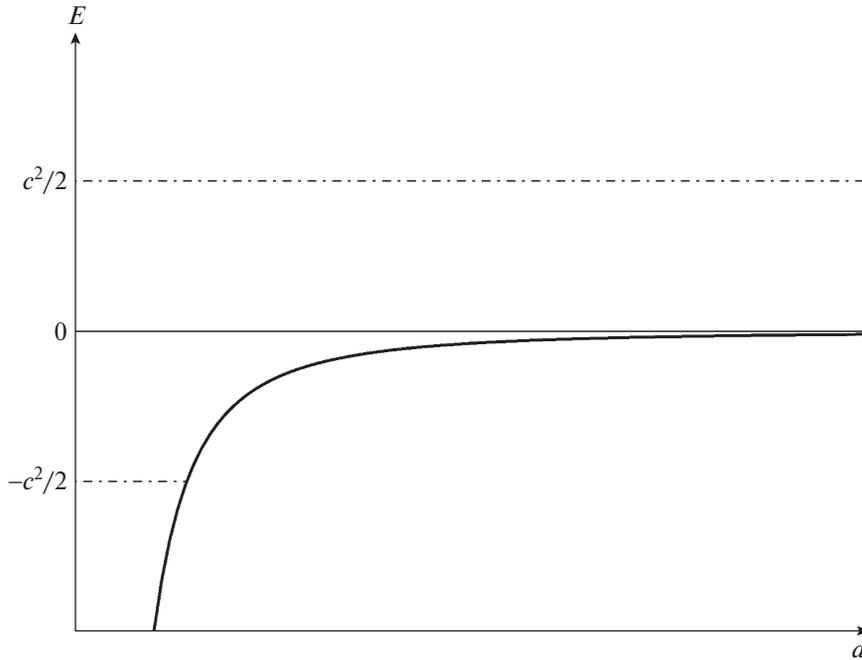
#### 4. НАЧАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КОСМОЛОГИИ

Мы будем рассматривать однородные изотропные релятивистские модели. Их строение и эволюция описываются радиусом кривизны трехмерного пространства  $a(t)$ . Будем считать давление  $P = 0$ . Для таких моделей уравнения Эйнштейна переписываются в виде

$$\ddot{a} = -\frac{4\pi G}{3} a\rho, \tag{7}$$

$$\frac{1}{2}\dot{a}^2 = \frac{4\pi G}{3} a^2\rho - \frac{kc^2}{2}, \tag{8}$$

где  $k$  может принимать значение  $k = 0, \pm 1$ . Случай  $k = 0$  является вырожденным и мы его здесь не рассматриваем. В нашем случае  $P = 0$  и  $\rho = \rho_0 \left(\frac{a_0}{a}\right)^3$ . Уравнения (7), (8) похожи на (2), (3), но вместо произвольного радиуса шара  $R$  здесь



**Рис. 2.** Графическое изображение потенциала  $E = E(a)$ . Штрихпунктирные линии — постоянные значения энергии, вдоль которых происходит эволюция модели.

стоит конкретный радиус кривизны  $a$ , характеризующий масштаб всей Вселенной. Вдобавок к этому заметим, что уравнение (8) похоже на интеграл (3) теории Ньютона, отличаясь лишь тем, что вместо произвольной константы  $E$  здесь стоит  $-\frac{kc^2}{2}$ . Отличие весьма существенное, т.к. без произвольной  $E$  уравнение (8) является ограничением на начальные условия, чего принципиально нет в теории Ньютона.

Для сравнения с Ньютонической теорией введем функцию  $E = \frac{\dot{a}^2}{2} - \frac{4\pi G}{3} a^2 \rho$ ,  $\rho \sim \frac{1}{a^3}$  для пыли, когда  $P = 0$ . Эту функцию будем называть энергией. Величину  $E = E(a)$  при  $\frac{\dot{a}^2}{2} = 0$  будем называть потенциалом, он изображен на рис. 2. Похожесть систем (2), (3) и (7), (8) позволяла заменять вторую систему первой для анализа локальных величин. При этом различию между (3) и (8) значение не придавалось и не обсуждалось. А принципиальное различие состоит в том, что теперь в уравнении (8) речь идет не о шаре произвольного выбранного размера  $R$ , а о конкретной величине  $a$  — радиусе кривизны трехмерного сечения Вселенной, и выражение (8) становится условием на начальные значения параметров задачи.

## 5. НАЧАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ТЕОРИИ И НЬЮТОНОВСКАЯ КОСМОЛОГИЯ

Для того чтобы обсудить разницу в подходе двух теорий — Ньютонической и релятивистской — к описанию даже локальных свойств Вселенной, давайте выполним в релятивистской теории операцию выделения небольшого шара, как мы делали в Ньютонической теории в разделе 2, и затем проанализируем возникающие различия. В Ньютонической теории мы мысленно выделили в однородном веществе Вселенной небольшой шар произвольного радиуса  $R$  в произвольный момент времени  $t_0$ , когда плотность вещества равна  $\rho_0$  с центром в произвольной точке  $O$ . При этом требовалось, чтобы ускорение  $\ddot{R}$ , вычисляемое согласно уравнению (1), мало отличалось от ускорения по релятивистской формуле (7). Для этого, как известно, необходимо уравнение (8), чтобы гравитационный радиус  $r_g$  шара массой  $M$  был много меньше физического радиуса  $R$ :

$$r_g = \frac{2GM}{c^2} \ll R. \quad (9)$$

При этом иногда добавлялось или предполагалось, что скорости движения вещества  $R$  должны быть нерелятивистскими,

$$v \ll c. \quad (10)$$

Из (9) следует

$$R \ll \frac{c}{\sqrt{\frac{8}{3}\pi G\rho_0}}. \quad (11)$$

В Ньютонической теории для построения конкретной космологической модели, т.е. для интегрирования единственного уравнения модели (2), требуется задать начальные условия в момент времени  $t_0$ :

$$t = t_0, \quad (12)$$

$$R = R_0, \quad \rho = \rho_0, \quad \dot{R} = \dot{R}_0. \quad (13)$$

После этого решение находится однозначно. Модель построена. Обратимся к релятивистской теории. Обозначим, насколько выбранный нами радиус шара  $R$  меньше  $a$ :

$$N \equiv \frac{a}{R}. \quad (14)$$

Это отношение  $N \equiv \frac{a}{R}$  постоянно по времени. Прежде всего для нашего маленького шарика должно выполняться динамическое уравнение (7), переписанное для поверхности шара  $R$ . Подставим (13) в (7):

$$\ddot{R} = -\frac{4\pi}{3}GR\rho. \quad (15)$$

Но помимо этого уравнения во Фридмановской теории должно еще выполняться уравнение для начальных данных (8), переписанное снова для поверхности шара  $R$ . Подставим (14) в (8), получаем:

$$\frac{\dot{R}^2}{2} = \frac{4\pi}{3}GR^2\rho - \frac{kc^2}{2N^2}. \quad (16)$$

Это условие накладывает на начальные данные в момент  $t = t_0$  жесткие соотношения. Начальные данные

$$R = R_0, \quad \rho = \rho_0, \quad \dot{R} = \dot{R}_0, \quad (17)$$

связаны условиями (16). Это то, чего нет в Ньютонической теории. Из проведенного рассмотрения следует, что для того, чтобы сделать Ньютоническую теорию близкой к релятивистской, недостаточно взять шар малым и задать скорость его однородного расширения много меньше световой. Надо еще, чтобы при заданных  $R_0$  и  $\rho_0$  скорость на поверхности шара удовлетворяла соотношению (16). Пренебрежение этим условием ведет к ошибкам. Для иллюстрации рассмотрим шар в

начальный момент времени  $t_0$ . Зададим  $N \frac{a}{R}$ , т.е. выберем размер шара по отношению к  $a$ . Пусть этот выбор удовлетворяет необходимым условиям малости. Но теперь мы не можем произвольно выбрать достаточно малую скорость расширения. Она должна быть такой, чтобы полная энергия была равна  $-\frac{kc^2}{2N^2}$  (см. (16)). На диаграмме рис. 1 это соответствует движению точки, представляющей решение уравнений эволюции, по горизонтальной линии постоянной энергии

$$E = -\frac{kc^2}{2N^2}. \quad (18)$$

Становится понятной причина существенной разницы рис. 1 и 2. На рис. 2 горизонтали  $E = \pm \frac{c^2}{2}$ , 0 изображают эволюцию всей Вселенной при  $k = \pm 1,0$  соответственно. На рис. 1 горизонтали  $E = \text{const}$  изображают эволюцию шаровой части. При этом  $E_{1,2} = \text{const}$  может принимать не любые значения, а только указанные нами значения, определяемые необходимыми начальными условиями релятивистской теории, даваемые выражением (16).

Таким образом, следует помнить, что правильное приближение Ньютонической космологии к релятивистской теории требует учет не только близкого значения ускорения согласно обоим теориям, т.е. условия (11), но и обязательного выполнения условий (16). При построении динамики однородной, изотропной космологической модели без релятивистской теории Эйнштейна не обойтись. Невыполнение условий (16) ведет к совсем другой неправильной картине эволюции.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят В.А. Рубакова за обсуждение.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *E. A. Milne*, Quart. J. Math. **5**, 64 (1934).
2. *W. H. McCrea and E. A. Milne*, Quart. J. Math. **5**, 73 (1934).
3. *Я. Б. Зельдович*, Успехи физ. наук **80**, 357 (1963).
4. *И. Д. Новиков*, Эволюция Вселенной (М.: Наука, 1979).

5. *А. М. Черпащук, А. Д. Чернин, Вселенная, Жизнь, Черные Дыры* (Фрязино: Век 2, 2003), с. 207.
6. *В. М. Липунов, От большого взрыва до великого молчания* (М.: АСТ, 2018), с. 56.
7. *И. Д. Новиков, Как взорвалась Вселенная* (М.: Наука, 1988).
8. *Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика* (М.: Наука, 1967).
9. *Y. B. Zeldovich and I. D. Novikov, Universe and Relativity. The structure and Evolution of the Universe* (Chicago: University of Chicago Press, 1983).
10. *Л. П. Грищук, Я. Б. Зельдович, Космология*, в сб. *Физика Космоса*, под ред. Р. А. Сюняева (М.: Советская Энциклопедия, 1986).
11. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц, Теория поля* (М.: Наука, 1988).

## МЕЖЗВЕЗДНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ВЫСОКИХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ШИРОТАХ: АНАЛИТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

© 2022 г. О. Ю. Малков<sup>1, \*</sup>, А. С. Авдеева<sup>1, 2</sup>, Д. А. Ковалева<sup>1</sup>, А. Д. Некрасов<sup>3</sup>

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

<sup>2</sup> НИУ ВШЭ, Москва, Россия

<sup>3</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

\*E-mail: malkov@inasan.ru

Поступила в редакцию 15.03.2022 г.

После доработки 17.03.2022 г.

Принята к публикации 31.03.2022 г.

По данным спектроскопического обзора RAVE DR6 и астрометрического обзора Gaia DR2/EDR3 были получены зависимости межзвездного поглощения от расстояния ( $A_V(d)$ ) для ряда высокоширотных площадок южного неба. Эти зависимости были аппроксимированы классической барометрической функцией (законом косеканса). Параметры функции были затем аппроксимированы сферическими функциями. Результирующая аналитическая трехмерная модель межзвездного поглощения может использоваться для оценки значений  $A_V$  для звезд Галактики с известными параллаксами, а также значений полного (галактического) поглощения  $A_{Gal}$  в данном направлении.

*Ключевые слова:* межзвездное поглощение.

DOI: 10.31857/S0004629922070040

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Решение многих проблем в астрофизике и звездной астрономии связано с изучением межзвездного поглощения. В частности, представляет большой интерес распределение межзвездного вещества в окрестностях Солнца. Паренаго [1] предложил формулу, связывающую визуальное поглощение  $A_V$  с расстоянием  $d$  и галактической широтой  $b$ , основанную на барометрической (экспоненциальной) функции. Классическая модель однородного, полубесконечного поглощающего слоя с плотностью, экспоненциально распределенной по высоте, дает так называемый закон косеканса:

$$A_V(b, d) = \frac{a_0 \beta}{\sin |b|} \left( 1 - \exp \left( -\frac{d \sin |b|}{\beta} \right) \right). \quad (1)$$

Здесь параметр  $\beta$  — шкала высот, а  $a_0$  — величина поглощения на единицу расстояния в галактической плоскости.

Прямым методом определения межзвездного поглощения являются измерение показателей цвета и определение избытков цвета (т.е. величины покраснения света). Распределение избытков цвета и межзвездного вещества в окрестностях Солнца изучалось многими авторами. Согласно

некоторым моделям, параметры  $a_0$  и  $\beta$  имеют фиксированные значения, в то время как другие авторы предлагают более сложные схемы, в которых  $a_0$  и  $\beta$  зависят от направления на небе. Кроме того, был проведен ряд исследований, в которых авторы, вместо закона косеканса, использовали для описания зависимости поглощения от расстояния кусочно-линейные или квадратичные функции, различные для разных направлений на небе. В частности, различные значения параметров  $a_0$  и  $\beta$  были предложены в исследованиях [2–6]. Эти модели экстинкции были построены для всего неба и использовали закон косеканса. Значение  $0.15^m$  было предложено для  $a_0$  в [2], в то время как Sandage [3] предложил  $a_0 = 0.165^m (1.192 - (b))$  для  $|b| < 50^\circ$  и нулевое поглощение для более высоких широт. Для параметра  $\beta$  в [4] было предложено значение 100 пс. Pandey and Mahra [7] в своем комплексном исследовании рассеянных скоплений получили для  $V$ -диапазона средние значения  $a_0 = 1.35 \pm 0.12^m/\text{кпк}$  и  $\beta = 0.16 \pm 0.02$  кпк. Последнее значение можно сравнить со значением шкалы высот межзвездного вещества  $125_{-7}^{+17}$  пк, найденным в [8]. В [5] и, позднее, в [6] были пред-

приняты попытки для определения параметров  $a_0$  и  $\beta$  для различных регионов, а не для всего неба в целом. Шаров [6] предложил карту межзвездной экстинкции, в которой значения обоих коэффициентов были приведены для каждой из 118 областей. Аналогичные исследования проводились и позже [7, 9, 10]. Отличие их от предыдущих работ заключалось в том, что здесь авторы отказались от закона косеканса и предложили зависимость от расстояния в виде кусочно-линейных функций. Кроме того, эти карты охватывают только низкоширотные области. Модель, построенная Арену и др. [11], использует квадратичную функцию расстояния. Модель экстинкции [12] учитывает пояс Гулда – дополнительный слой поглощения. Автор предполагает, что изменение поглощения по долготе (отдельно вдоль экваториальной галактической плоскости и в поясе Гулда) имеет синусоидальную форму. При удалении от Земли экстинкция меняется в соответствии с законом косеканса. Модель показала хорошее соответствие с несколькими существующими картами межзвездного поглощения.

Недавно [13, 14] была представлена модель межзвездного поглощения на основе параллакс Gaia DR2 и фотометрии Gaia и WISE для более чем ста тысяч гигантов и предложили трехмерное распределение пыли для этой модели. Модель представляет улучшенную версию моделей [12, 15] с эллиптическим и смещенным от центра пылевым слоем в поясе Гулда.

Сравнительный анализ многих исследований был проведен в [16, 17]. Другие опубликованные модели, использующие спектральные и фотометрические данные, были основаны на массиве из  $10^4$ – $10^5$  звезд, или были построены для очень ограниченной области неба (см., напр., [18–24]). Среди последних карт межзвездного поглощения нужно отметить работу [25], в которой авторы на основе данных Gaia DR2, Pan-STARRS 1 и 2MASS построили трехмерную карту распределения пыли до расстояний в несколько килопарсек, охватывающую небо к северу от склонения  $\delta = -30^\circ$ ; работу [26], в которой представлена новая трехмерная карта покраснения межзвездной пыли в галактической плоскости, основанная на данных Gaia DR2, 2MASS и WISE, а также работу [27], посвященную поглощению в локальной околосолнечной области.

Важным шагом в создании шкалы внегалактических расстояний является оценка галактического поглощения света внегалактических объектов, сделанная для того, чтобы надлежащим образом учесть уменьшение блеска индикаторов расстояния в других галактиках за счет межзвездной пыли в нашей Галактике. Полное галактическое визуальное поглощение (далее – галактиче-

ское поглощение,  $A_{Gal}$ ) оценивается по покраснению света на луче зрения (вызванное галактической пылью) в предположении стандартного закона экстинкции. Оценки покраснения были опубликованы в [28], где использовались данные по колонковой плотности нейтрального водорода, в [29], где были объединены результаты IRAS и COBE/DIRBE; в [30] были даны новые оценки экстинкции, сделанные на основе анализа данных обзора SDSS. Очевидно, что галактическая экстинкция может быть получена из формулы Паренаго (1) в предположении, что  $d \rightarrow \infty$ :

$$A_{Gal}(b) = \frac{a_0 \beta}{\sin|b|}. \quad (2)$$

За последние несколько лет появились новые наблюдательные данные, так что общее число звезд, для которых могут быть получены значения экстинкции и расстояния, увеличилось до пяти миллионов и выше. Это позволяет нам достичь значительного прогресса в анализе межзвездной экстинкции и построить простую аппроксимационную формулу для быстрой оценки межзвездной экстинкции для галактических и внегалактических исследований. Основной задачей настоящего исследования является создание программ для аппроксимации  $A_V(d)$ -отношений для различных областей неба, и их применение к набору выбранных площадок на небе. Мы предполагаем, что формула Паренаго (1) удовлетворительно воспроизводит наблюдаемую межзвездную экстинкцию  $A_V$  в  $V$ -диапазоне для высоких галактических широт. После того, как параметры  $a_0$  и  $\beta$  определены для каждой области, мы конструируем аналитические выражения для их оценки для всего неба.

Нужно отметить, что наши результаты применимы к оптической экстинкции. Для более коротких длин волн экстинкция более неопределенна и может быть описана так называемым законом межзвездной экстинкции [31–36].

В данной работе мы представляем результаты для высоких галактических широт,  $|b| > 20^\circ$ . Наша модель дает общую картину распределения межзвездной экстинкции и не учитывает локальные неоднородности поглощающего материала, который концентрируется к галактической плоскости. Здесь исследуется южное небо; аналогичная работа для северного неба была проведена нами в [37]. Данные для более низких широт будут опубликованы в последующих работах.

В разделе 2 описывается выбор областей, используемых нами для исследования, а также процедура определения межзвездной экстинкции, которую мы применяли. В разделе 3 приведены результаты построения соотношений  $A_V(d)$  для

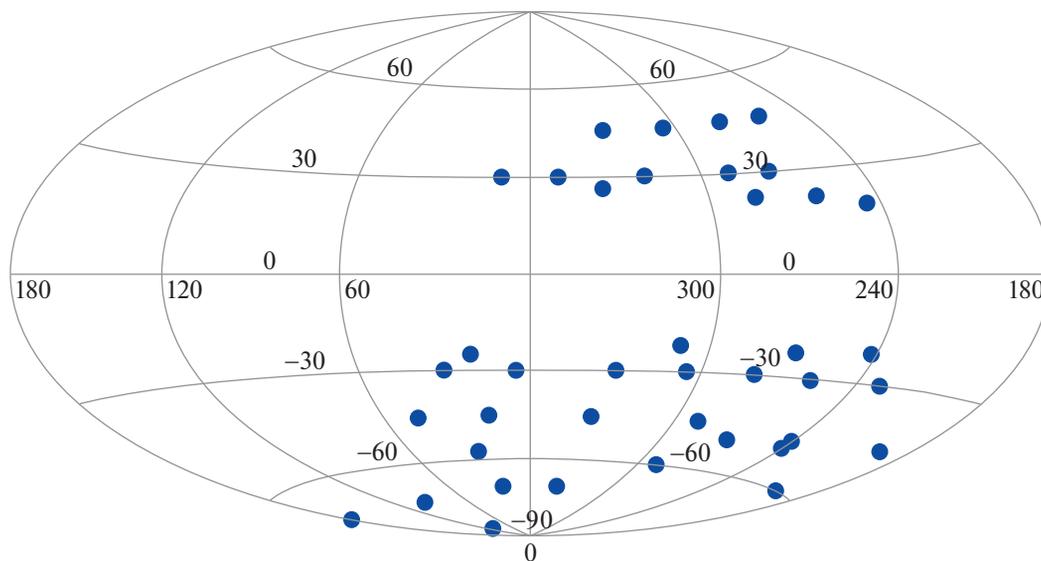


Рис. 1. Выбранные области. Галактические координаты, проекция Айтофа.

выбранных областей. Раздел 4 содержит результаты 2D-аппроксимации параметров экстинкции по всему небу (за исключением низкоширотных областей) и обсуждение их возможных физических следствий. В разделе 5 сделаны выводы по результатам исследования и обсуждаются наши дальнейшие планы.

## 2. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В настоящем исследовании использовались звезды, содержащиеся в RAVE DR6 (BDASP) (~460000 объектов) [38, 39] и в обзорах Gaia [40] и EDR3 [41]. Для определения межзвездной экстинкции для конкретных объектов мы провели кросс-отождествление объектов RAVE и Gaia в сорока выбранных областях с  $|b| > 20^\circ$ , равномерно распределенных по небу. Ограничение на  $|b|$  было выбрано исходя из справедливости утверждения, что закон косеканса удовлетворительно воспроизводит зависимость  $A_V(d)$  в высоких широтах, далеких от галактической плоскости. Каждая область представляет собой конус радиусом  $80''$ . Выбранные области изображены на рис. 1.

Визуальное поглощение  $A_V$  для каждой звезды вычислялось следующим образом:

$$A_V = c_1/c_2 \times [(BP - RP)_0 - (BP - RP)]. \quad (3)$$

Здесь  $c_2 \equiv A_G/A_V$ , где  $A_G$  — межзвездная экстинкция в  $G$ -диапазоне Gaia. Бонно и др. [42] предлагают значение 0.840 для  $c_2$ . Для параметра  $c_1 \equiv A_G/E_{BP-RP}$  мы используем среднее значение, равное 2.02. Это значение вычислено для

звезды G2 V с помощью кривой экстинкции по [31] с  $R_V \equiv A_V/E_{B-V} = 3.1$  (отметим также работу [43], суммирующую связи между экстинкцией в разных фотометрических полосах). Характеристики полос пропускания были взяты из [44], расстояния до звезд  $d$  — из работы [45].

Широкая полоса пропускания Gaia  $G$  охватывает диапазон от 330 до 1050 нм, и она оптимизирована для того, чтобы собрать максимум света для астрометрических измерений. Фотометрия в полосах Gaia  $BP$  и  $RP$  получена в результате интеграции спектров низкого разрешения синего и красного фотометров ( $BP$  и  $RP$ ), охватывающих диапазоны (330–680) и (630–1050) нм [46]. Фактически коэффициент  $c_2 \equiv A_G/A_V$  является не константой, а функцией монохроматического поглощения  $A_0$  и температуры  $T_{\text{eff}}$  из-за большой ширины полосы  $G$  Gaia (см., напр., [44, 47–49]). Здесь мы, однако, пренебрегаем этим эффектом, который можно оценить следующим образом. Используя параметры из [48, табл. 1], чтобы вывести коэффициенты экстинкции Gaia как функцию цвета и поглощения, мы получаем для полной использованной выборки данных среднее значение  $\langle k_G \rangle = A_G/A_0 \approx 0.82 \pm 0.04$ . В уравнении (3) выражение для  $A_G$ , однако, упрощается, и в знаменателе остается только  $E_{BP-RP}$ . Избыток цвета  $E_{BP-RP}$  должен показывать определенную зависимость от спектрального класса и поглощения. Коэффициент  $c_1 \approx 2$  в уравнении (3) становится неверным при большом поглощении или для звезд спектральных типов позднее K6 (см. [44, рис. 17], также [50] и калиб-

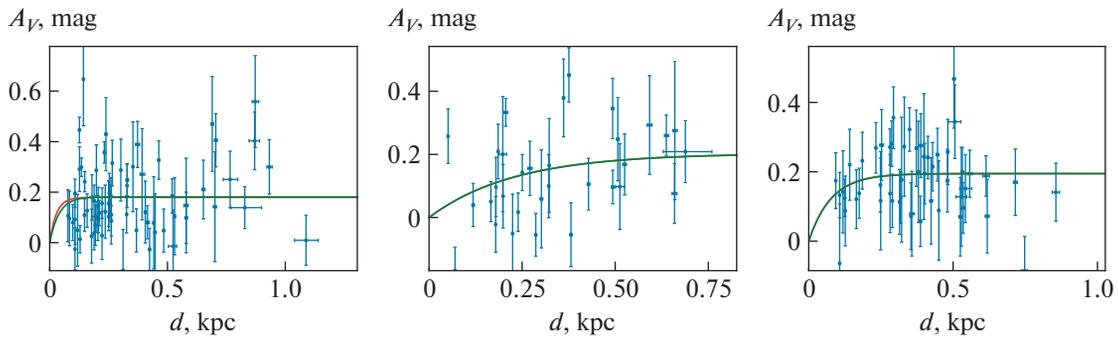
Таблица 1. Межзвездное поглощение в избранных площадках

Area	$l, ^\circ$	$b, ^\circ$	$a_0, m/\text{кпк}$	$\beta, \text{пк}$	$A_{\text{Gal}}, \text{mag}$	$N$
1	5.0	-30.0	$6 \pm 16$	$14 \pm 32$	$0.18 \pm 0.66$	70
2	30.0	-30.0	$0.8 \pm 0.4$	$55 \pm 32$	$0.09 \pm 0.03$	58
3	230.0	-30.0	$7 \pm 9e5$	$3 \pm 4e5$	$0.05 \pm 900$	31
5	280.0	-30.0	$5 \pm 13$	$15 \pm 37$	$0.16 \pm 0.56$	20
6	305.0	-30.0	$15 \pm 54$	$11 \pm 41$	$0.35 \pm 1.75$	20
7	330.0	-30.0	$0.7 \pm 0.2$	$216 \pm 110$	$0.31 \pm 0.18$	63
8	17.0	-45.0	$3.4 \pm 31.4$	$19 \pm 172$	$0.09 \pm 1.17$	31
9	46.0	-45.0	$0.5 \pm 0.2$	$330 \pm 397$	$0.23 \pm 0.29$	31
10	195.0	-45.0	$3.5 \pm 8.5$	$32 \pm 79$	$0.16 \pm 0.55$	43
12	270.0	-50.0	$0.22 \pm 0.24$	$210 \pm 440$	$0.06 \pm 0.14$	48
13	290.0	-45.0	$0.9 \pm 2.4$	$40 \pm 115$	$0.05 \pm 0.19$	42
15	335.0	-45.0	$0.2 \pm 0.9$	$70 \pm 360$	$0.02 \pm 0.14$	40
16	26.0	-56.9	$0.05 \pm 2.2$	$50 \pm 2000$	$0.003 \pm 0.18$	41
17	96.7	-72.9	$1.6 \pm 2.9$	$60 \pm 120$	$0.1 \pm 0.3$	51
18	200.0	-60.0	$2 \pm 15$	$30 \pm 220$	$0.08 \pm 0.7$	20
19	290.0	-60.0	$5 \pm 520$	$12 \pm 1300$	$0.1 \pm 10$	25
20	20.0	-70.0	$6 \pm 7e4$	$7 \pm 8e4$	$0.05 \pm 800$	24
22	340.0	-70.0	$0.21 \pm 0.04$	$190 \pm 700$	$0.04 \pm 0.17$	29
23	275.0	30.0	$3.2 \pm 8.5$	$15 \pm 43$	$0.1 \pm 0.4$	39
24	290.0	30.0	$0.9 \pm 0.5$	$115 \pm 114$	$0.2 \pm 0.2$	32
25	320.0	30.0	$6 \pm 390$	$9 \pm 590$	$0.1 \pm 9.5$	20
26	350.0	30.0	$9.2 \pm 8.1$	$15 \pm 13$	$0.28 \pm 0.35$	116
27	10.0	30.0	$10.5 \pm 2.2$	$29.3 \pm 6.6$	$0.61 \pm 0.19$	105
28	113.0	-85.0	$0.1 \pm 0.5$	$140 \pm 1000$	$0.014 \pm 0.119$	50
29	260.3	46.3	$0.5 \pm 0.9$	$100 \pm 200$	$0.07 \pm 0.19$	22
30	279.5	45.8	$0.42 \pm 0.45$	$110 \pm 170$	$0.07 \pm 0.12$	61
31	305.0	45.0	$6 \pm 30$	$20 \pm 100$	$0.17 \pm 1.25$	62
32	330.0	45.0	$2.50 \pm 1.15$	$55 \pm 28$	$0.19 \pm 0.13$	50
33	242.0	-22.0	$2.3 \pm 25.0$	$10 \pm 110$	$0.06 \pm 0.92$	18
34	269.0	-23.0	$6.4 \pm 21.0$	$13 \pm 45$	$0.2 \pm 1.0$	23
35	310.0	-22.0	$4.8 \pm 1.6$	$41 \pm 19$	$0.5 \pm 0.3$	48
36	19.9	-24.8	$6.9 \pm 3.5$	$28 \pm 16$	$0.5 \pm 0.4$	31
37	262.3	22.3	$19 \pm 7e6$	$1.5 \pm 5e5$	$0.07 \pm 4e5$	23
38	335.0	-26.5	$7.5 \pm 2.6$	$22 \pm 8$	$0.37 \pm 0.19$	39
39	283.9	-22.4	$1.91 \pm 1.98$	$31 \pm 39$	$0.16 \pm 0.25$	19
40	245.4	-20.3	$4.3 \pm 7.6$	$20 \pm 38$	$0.26 \pm 0.68$	20

ровочные таблицы Матажек<sup>1</sup>), поэтому фактические значения  $c_1$  оказываются ниже. Неучет этого эффекта может привести к переоценке  $A_V$ .

<sup>1</sup> [http://www.pas.rochester.edu/~ematajek/EEM\\_dwarf\\_UBVI-JHK\\_colors\\_Teff.txt](http://www.pas.rochester.edu/~ematajek/EEM_dwarf_UBVI-JHK_colors_Teff.txt)

В некоторых областях общий тренд поглощения с расстоянием оказался отрицательным, вероятно, из-за низких значений поглощения до удаленных объектов. Мы связываем это с неточно измеренным значением температуры для некоторых объектов в данных RAVE. Чтобы исключить



**Рис. 2.** Примеры наилучших решений методом минимизации  $\chi^2$  для трех областей, координаты их центров, слева направо, ( $l = 5^\circ$ ,  $b = -30^\circ$ ), ( $l = 290^\circ$ ,  $b = 30^\circ$ ), ( $l = 330^\circ$ ,  $b = 45^\circ$ ). Синие точки с указанием ошибок – звезды из данных RAVE/Gaia, зеленая линия – наилучшая аппроксимация формулой (1). См. обсуждение в тексте.

звезды с запредельно низкими поглощениями на дальних расстояниях, мы установили следующие ограничения на используемые для работы данные:  $1.6 > BP - RP > 0.8$  и  $\lg g > 3.5$ .

Собственный показатель цвета  $(BP - RP)_0$  для звезд ГП оценивался из значений  $T_{\text{eff}}$  (RAVE) с помощью соотношений Матажек (см. адрес сайта в сноске 1, а также [50]).

### 3. АППРОКСИМАЦИЯ МЕЖЗВЕЗДНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ВЫБРАННЫХ ОБЛАСТЯХ

Мы предполагаем, что формула Паренга (1) удовлетворительно описывает наблюдаемую межзвездную экстинкцию для относительно высоких галактических широт. Для оценки параметров  $a_0$ ,  $\beta$  в формуле (1) для каждой области мы разработали две независимые процедуры, описанные ниже.

Отметим, что для нескольких объектов значения межзвездной экстинкции, вычисленные согласно выражению (3), оказались отрицательными. Тем не менее они учитывались при вычислении значений параметров.

#### 3.1. Минимизация $\chi^2$

Для наших наборов данных  $A_V(d)$  в выбранных площадках с небесными координатами ( $l, b$ ) мы для расчета наилучших параметров  $a_0$ ,  $\beta$  в формуле (1) используем пакет LMFIT [51] для языка программирования Python. Мы минимизируем функционал  $\chi^2$ , который определяется следующим образом:

$$\chi^2(a_0, \beta) = \sum_{n=1}^N \left( \frac{A_V(d_n) - A_{V,n}}{\varepsilon_n(A_V, d)} \right)^2, \quad (4)$$

где  $N$  – количество точек в выбранных площадках,  $d_n$ ,  $A_{V,n}$  – значения расстояния и экстинкции для точки номер  $n$  в площадке,  $A_V(d)$  – значение экстинкции из формулы Паренга (1). Значения  $\varepsilon_n(A_V, d)$  – это стандартная ошибка значений экстинкции и расстояния для исходных данных. Примеры решений  $A_V(d)$  с наилучшими параметрами  $a_0$ ,  $\beta$  для ряда областей показаны на рис. 2.

Неопределенности значения экстинкции определяются процедурой ее определения и учитывают наблюдательную ошибку эффективной температуры и наклон калибровочного соотношения  $T_{\text{eff}}$  от собственного показателя цвета  $(BP - RP)_0$ . Наблюдательные ошибки используемых значений эффективной температуры определяются процедурами RAVE и в основном связаны с качеством и характеристиками спектров RAVE для данного источника. Наклон соотношения “ $T_{\text{eff}} - (BP - RP)_0$ ” уменьшается к более высоким температурам, и в пределах рассматриваемого набора данных увеличение  $T_{\text{eff}}$  на 1000 К приводит, при фиксированной ошибке в  $T_{\text{eff}}$ , к уменьшению ошибки в  $A_V$  примерно на 30%. Влияние ошибки в  $T_{\text{eff}}$  является гораздо более значительным: при фиксированной  $T_{\text{eff}}$  ошибка в  $A_V$  увеличивается прямо пропорционально увеличению ошибки в  $T_{\text{eff}}$ .

#### 3.2. Сканирование значения $\chi^2$ -scan

Независимо от процедуры минимизации, описанной в разделе 3.1, нами вычислялись также значения  $\chi^2$ , полученные по формуле (4) на сетке  $(a_0, \beta)$ , и определялось минимальное значение  $\chi^2$  на этой сетке. Значения  $a_0$ ,  $\beta$  сетки, соответствующие минимальному значению  $\chi^2$ , считались наилучшими значениями аппроксимации. Мы также

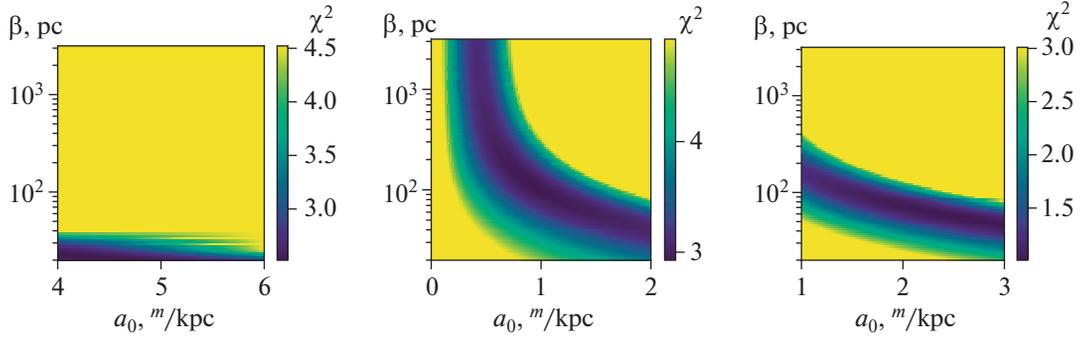


Рис. 3. Примеры решений методом сканирования  $\chi^2$  для тех же областей, что и на рис. 2.

оценивали значения стандартной ошибки определения параметров  $a_0$ ,  $\beta$  по  $1\sigma$ -контуре на  $\chi^2$  карте. Примеры решений  $\chi^2(a_0, \beta)$  для некоторых областей показаны на рис. 3. Нужно обратить внимание на то, что форма синей области вокруг минимального значения дает представление о степени вырождения аппроксимируемых параметров для данной области.

### 3.3. Сравнение и анализ результатов

Оба подхода, описанные в разделах 3.1 и 3.2, были применены ко всем 40 областям. Аппроксимация была успешно проведена для 36 из 40 областей. В трех других областях решение аппроксимации не было найдено. Это может быть связано как с количеством отрицательных значений поглощения, так и с неадекватным общим трендом поглощения, немонотонным или убывающим. Еще одна область, которую мы исключили, показывает сомнительно низкое значение  $a_0$ . Тем не менее мы сохранили некоторые решения с большими значениями неопределенностей, такие как области 3, 20 и 37, поскольку они имеют разумные значения  $a_0$  и  $\beta$  и, таким образом, могут внести разумный вклад в аппроксимацию поглощений для всего неба. Значения  $\chi^2$  были оценены для обоих методов. Для составления окончательного списка параметров  $a_0$ ,  $\beta$  для исследованных областей были взяты значения, полученные с помощью одного из двух подходов (см. разделы 3.1 и 3.2), а именно того, который демонстрирует меньшее значение  $\chi^2$ . Эти данные, включая галактическую экстинкцию  $A_{\text{Gal}}$ , рассчитанную с помощью уравнения (2), представлены в табл. 1.

Мы сравнили рассчитанную галактическую экстинкцию со значениями, предсказанными в работах [29, 30] (см. рис. 4, значения  $A_{\text{Gal}}$  из [29], [30] были получены с помощью калькулятора га-

лактической экстинкции<sup>2</sup>). Результаты сравнения, в пределах ошибок, вполне удовлетворительны.

## 4. АПРОКСИМАЦИЯ ЗНАЧЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ $a_0, \beta$ ПО ВСЕМУ НЕБУ

Наш последний шаг – аппроксимация значений параметров  $a_0$ ,  $\beta$  по всему небу с помощью сферических гармоник. Тридцать шесть из числа выбранных областей были использованы для аппроксимации, они перечислены в табл. 1 ( $N$  – число звезд в области). Результаты представлены в табл. 2, уравнениях (5)–(7) и на рис. 5.

$$a_0 = +15.439Y_0^0 \left( l, \frac{\pi}{2} - b \right) - 1.778Y_1^0 \left( l, \frac{\pi}{2} - b \right) - 3.69Y_1^1 \left( l, \frac{\pi}{2} - b \right) - 8.05Y_2^0 \left( l, \frac{\pi}{2} - b \right) - 4.465Y_2^1 \left( l, \frac{\pi}{2} - b \right) - 0.565Y_2^2 \left( l, \frac{\pi}{2} - b \right), \quad (5)$$

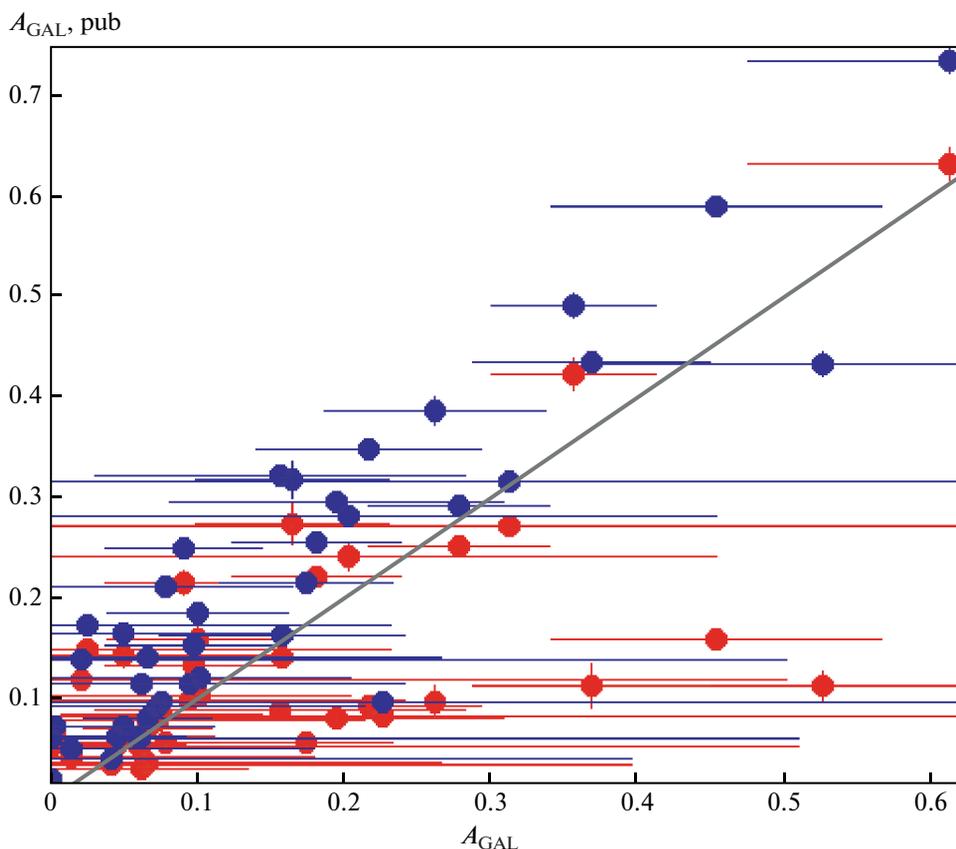
$$\beta = +154.124Y_0^0 \left( l, \frac{\pi}{2} - b \right) + 7.755Y_1^0 \left( l, \frac{\pi}{2} - b \right) - 66.388Y_1^1 \left( l, \frac{\pi}{2} - b \right) + 108.668Y_2^0 \left( l, \frac{\pi}{2} - b \right) + 64.935Y_2^1 \left( l, \frac{\pi}{2} - b \right) - 45.774Y_2^2 \left( l, \frac{\pi}{2} - b \right), \quad (6)$$

$$A_{\text{Gal}} = 0.535Y_0^0 \left( l, \frac{\pi}{2} - b \right) - 0.08Y_1^0 \left( l, \frac{\pi}{2} - b \right) - 0.399Y_1^1 \left( l, \frac{\pi}{2} - b \right) - 0.324Y_2^0 \left( l, \frac{\pi}{2} - b \right) - 0.187Y_2^1 \left( l, \frac{\pi}{2} - b \right) + 0.106Y_2^2 \left( l, \frac{\pi}{2} - b \right). \quad (7)$$

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Спектроскопические обзоры служат важными источниками сведений не только о параметрах

<sup>2</sup> <https://irsa.ipac.caltech.edu/applications/DUST/>



**Рис. 4.** Галактическая экстинкция  $A_{\text{Gal}}$ , сравнение с [30] (красные точки) и [29] (синие точки). Отношение  $y = x$  показано сплошной линией, для сравнения.

звезд, но и о природе межзвездной пыли и ее распределения в Млечном Пути. Атмосферные параметры звезд, при использовании их с тригонометрическими параллаксами, дают нам исключительную возможность независимо оценить как расстояние  $d$ , так и межзвездную экстинкцию  $A_V$ .

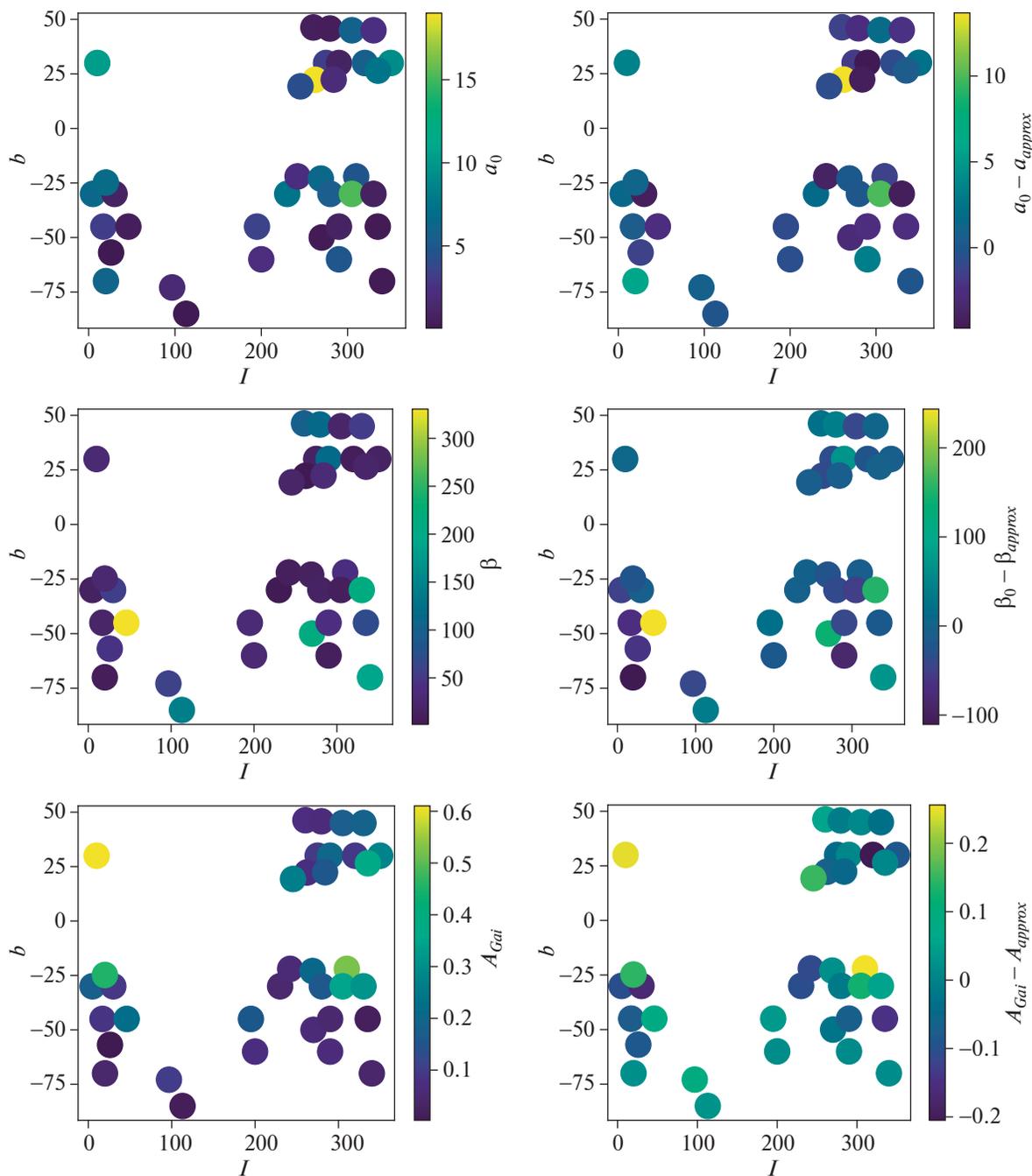
В данном пилотном исследовании изучается возможность получения уравнения для быстрой оценки величины межзвездной экстинкции. Мы провели перекрестную идентификацию объектов в спектроскопических обзорах LAMOST и RAVE и обзорах Gaia DR2/EDR3. Для 40 тестовых площадок, расположенных на высоких галактических широтах ( $|b| > 20^\circ$ ) мы построили зависимости  $A_V(d)$  и аппроксимировали их законом косеканса (1). Затем мы определили значения  $a_0$  и  $\beta$  для каждой области и провели двумерную аппроксимацию сферическими функциями для всего неба. Мы также оценили галактическую экстинкцию  $A_{\text{Gal}}$  для тестовых областей (уравнения (5)–(7)). Сравнение наших результатов с данными из [30] демонстрирует некоторое рассогласование и требует дальнейшего обсуждения.

Уравнения (5), (6) могут быть использованы для расчета параметров  $a_0$  и  $\beta$  и, следовательно, для оценки межзвездной экстинкции по формуле (1). Эти результаты справедливы для высоких галактических широт ( $|b| > 20^\circ$ ) и расстояний до 6–8 кпк от Солнца. Уравнение (7) позволяет оценить галактическую экстинкцию для высоких галактических широт.

В нашей дальнейшей работе мы планируем включить звезды, не относящиеся к ГП, из обзоров LAMOST и RAVE, а также Gaia, и распростра-

**Таблица 2.** Коэффициенты аппроксимации сферическими функциями

	$a_0$	$\beta$	$A_{\text{Gal}}$
$A_{00}$	$15.439 \pm 4.499$	$154.124 \pm 495.928$	$0.535 \pm 0.122$
$A_{10}$	$-1.778 \pm 3.857$	$7.75 \pm 69.08$	$-0.08 \pm 0.105$
$A_{11}$	$-3.69 \pm 7.684$	$-66.388 \pm 137.646$	$-0.399 \pm 0.209$
$A_{20}$	$-8.05 \pm 3.43$	$108.668 \pm 61.455$	$-0.324 \pm 0.093$
$A_{21}$	$-4.465 \pm 4.657$	$64.935 \pm 83.426$	$-0.187 \pm 0.127$
$A_{22}$	$-0.565 \pm 5.739$	$-45.774 \pm 102.799$	$0.106 \pm 0.156$



**Рис. 5.** Результаты аппроксимации. Значения (слева) и отклонения (residuals, справа) для  $a_0$ ,  $\beta$ ,  $A_{Gal}$  (сверху вниз) соответственно. Отклонения представляют собой разности между значениями из табл. 1 и значениями, полученными из уравнений (5)–(7).

нить наши результаты на более низкие галактические широты. Кроме того, мы планируем распространить нашу процедуру на другие спектроскопические обзоры. На северном небе могут быть использованы, помимо LAMOST, APOGEE (~450 000 объектов) [52], SEGUE (~350 000 объектов) [53], и предстоящий WEAVE (2021+) [54], WHT Enhanced Area Velocity Explorer, многообъ-

ектный обзорный спектрограф для 4.2-м телескопа Уильяма Гершеля (WHT) в Обсерватория Рокке-де-лос-Мучачос (Ла-Пальма, Канарские острова). На южном небе, помимо RAVE, могут быть использованы предстоящие обзоры 4MOST и MOONS. 4MOST (2022+) [55], 4-metre Multi-Object Spectrograph Telescope, созданный для 4.1-м телескопа ESO VISTA в Паранальской обсервато-

рии (Чили). MOONS (2020+) [56], Multi-Object Optical and Near-infrared Spectrograph, предназначенный для ESO VLT (8.2 м).

### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность рецензенту статьи за сделанные замечания, которые помогли ее существенно улучшить. Авторы благодарят Кирилла Гришина за помощь в работе, а Эрика Мамажека — за калибровочные таблицы. В работе использовались библиографическая система ADS и пакет Topcat [57].

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. P. P. Parenago, *Astronomicheskii Zhurnal* **13**, 3 (1940).
2. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, and J. R. Corwin, *Second reference catalogue of bright galaxies* (Austin: University of Texas Press, 1976).
3. A. Sandage, *Astrophys J.* **178**, 1 (1972).
4. L. Spitzer, *Physical processes in the interstellar medium* (New York: A Wiley-Interscience Publ., 1978).
5. P. P. Parenago, *Popular Astronomy* **53**, 441 (1945).
6. A. S. Sharov, *Soviet Astron.* **40**, 900 (1963).
7. K. Pandey and H. S. Mahra, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **226**, 635 (1987).
8. D. J. Marshall, A. C. Robin, C. Reylé, M. Schultheis, and S. Picaud, *Astron. and Astrophys.* **453**, 635 (2006).
9. M. P. Fitzgerald, *Astron. J.* **73**, 983 (1968).
10. T. Neckel and G. Klare, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **42**, 251 (1980).
11. F. Arenou, M. Grenon, and A. Gomez, *Astron. and Astrophys.* **258**, 104 (1992).
12. G. A. Gontcharov, *Astron. Letters* **35**, 780 (2009).
13. G. A. Gontcharov and A. V. Mosenkov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **500**, 2590 (2021).
14. G. A. Gontcharov and A. V. Mosenkov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **500**, 2607 (2021).
15. G. A. Gontcharov, *Astron. Letters* **38**, 12 (2012).
16. O. Malkov and E. Kil'pio, *Astrophys. Space Sci.* **280**, 115 (2002).
17. E. Y. Kil'pio and O. Y. Malkov, *Astron. Rep.* **41**, 10 (1997).
18. P. B. Lucke, *Astron. and Astrophys.* **64**, 367 (1978).
19. R. Drimmel, A. Cabrera-Lavers, and M. López-Corredoira, *Astron. and Astrophys.* **409**, 205 (2003).
20. A. Abergel, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. I. R. Alves, et al., *Astron. and Astrophys.* **571**, id. A11 (2014).
21. S. E. Sale, J. E. Drew, G. Barentsen, H. J. Farnhill, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **443**, 2907 (2014).
22. G. M. Green, E. F. Schlafly, D. P. Finkbeiner, H.-W. Rix, et al., *Astrophys J.* **810**, id. 25 (2015).
23. R. Lallement, L. Capitanio, L. Ruiz-Dern, C. Danielski, et al., *Astron. and Astrophys.* **616**, id. A132 (2018).
24. R. Lallement, C. Babusiaux, J. L. Vergely, D. Katz, F. Arenou, B. Valette, C. Hottier, and L. Capitanio, *Astron. and Astrophys.* **625**, id. A135 (2019).
25. G. M. Green, E. Schlafly, C. Zucker, J. S. Speagle, and D. Finkbeiner, *Astrophys J.* **887**, id. 93 (2019).
26. B. Q. Chen, Y. Huang, H. B. Yuan, C. Wang, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **483**, 4277 (2019).
27. R. H. Leike, M. Glatzle, and T. A. Enßlin, *Astron. and Astrophys.* **639**, id. A138 (2020).
28. D. Burstein and C. Heiles, *Astron. J.* **87**, 1165 (1982).
29. D. J. Schlegel, D. P. Finkbeiner, and M. Davis, *Astrophys J.* **500**, 525 (1998).
30. E. F. Schlafly and D. P. Finkbeiner, *Astrophys J.* **737**, id. 103 (2011).
31. J. A. Cardelli, G. C. Clayton, and J. S. Mathis, *Astrophys J.* **345**, 245 (1989).
32. J. E. O'Donnell, *Astrophys J.* **437**, 262 (1994).
33. M. A. Fluks, B. Plez, P. S. The, D. de Winter, B. E. Westerland, and H. C. Steenman, *Astrophys. J. Suppl.* **105**, 311 (1994).
34. K. A. Larson and D. C. B. Whittet, *Astrophys J.* **623**, 897 (2005).
35. E. L. Fitzpatrick and D. Massa, *Astrophys J.* **663**, 320 (2007).
36. K. D. Gordon, S. Cartledge, and G. C. Clayton, *Astrophys J.* **705**, 1320 (2009).
37. A. Nekrasov, K. Grishin, D. Kovaleva, and O. Malkov, *European Phys. J. Special Topics* **230**, 2193 (2021).
38. M. Steinmetz, G. Guiglion, P. J. McMillan, G. Matijević, et al., *Astron. J.* **160**, 83 (2020).
39. A. Kunder, G. Kordopatis, M. Steinmetz, T. Zwitter, et al., *Astron. J.* **153**, 75 (2017).
40. T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, A. G. A. Brown, A. Vallenari, et al., *Astron. and Astrophys.* **595**, id. A1 (2016).
41. A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, et al., *Astron. and Astrophys.* **650**, id. C3 (2021), arXiv:2012.01533 [astro-ph.GA]
42. G. Bono, G. Iannicola, V. F. Braga, I. Ferraro, et al., *Astrophys J.* **870**, id. 115 (2019).
43. S. Wang and X. Chen, *Astrophys J.* **877**, id. 116 (2019).
44. C. Jordi, M. Gebran, J. M. Carrasco, J. de Bruijne, et al., *Astron. and Astrophys.* **523**, id. A48 (2010).
45. C. A. L. Bailer-Jones, J. Rybizki, M. Fouesneau, G. Maniet, and R. Andrae, *Astron. J.* **156**, id. 58 (2018).
46. D. W. Evans, M. Riello, F. De Angeli, J. M. Carrasco, et al., *Astron. and Astrophys.* **616**, id. A4 (2018).
47. C. Danielski, C. Babusiaux, L. Ruiz-Dern, P. Sartoretti, and F. Arenou, *Astron. and Astrophys.* **614**, id. A19 (2018).
48. C. Babusiaux, F. van Leeuwen, M. A. Barstow, C. Jordi, et al., *Astron. and Astrophys.* **616**, id. A10 (2018).
49. C. A. L. Bailer-Jones, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **411**, 435 (2011).
50. M. J. Pecaut and E. E. Mamajek, *Astrophys. J. Suppl.* **208**, id. 9 (2013).
51. M. Newville, T. Stensitzki, D. B. Allen, and A. Ingargiola, *LMFIT: Non-Linear Least-Square Minimization and Curve-Fitting for Python* (2014). <https://doi.org/10.5281/zenodo.11813>
52. I. Reis, D. Poznanski, D. Baron, G. Zasowski, and S. Shahaf, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **476**, 2117 (2018).

53. *B. Yanny, C. Rockosi, H. J. Newberg, G. R. Knapp, et al.*, *Astron. J.* **137**, 4377 (2009).
54. *D. J. B. Smith, P. N. Best, K. J. Duncan, N. A. Hatch, et al.*, in *SF2A-2016*, Proc. of the Ann. meeting of the French Society of Astron. and Astrophys., held 14–17 June, 2016 at the Centre de Recherche Astrophysique de Lyon, edited by C. Reylé, J. Richard, L. Cambrésy, M. Deleuil, E. Péontal, L. Tresse, and I. Vauglin, p. 271 (2016).  
<http://hdl.handle.net/20.500.12386/24322>.
55. *R. S. de Jong, O. Agertz, A. A. Berbel, J. Aird, et al.*, *Messenger* **175**, 3 (2019).
56. *M. Cirasuolo and MOONS Consortium*, in *Multi-Object Spectroscopy in the Next Decade: Big Questions, Large Surveys, and Wide Fields*, Proc. of a conference held at Teatro Circo de Marte, Santa Cruz de La Palma, Canary Islands, Spain on 2–6 March 2015, edited by I. Skillen, M. Balcells, and S. Trager (San Francisco: Astron. Soc. Pacific), ASP Conf. Ser. **507**, 109 (2016).
57. *M. B. Taylor*, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIV ASP Conference Series*, Proc. of the Conference held 24–27 October, 2004 in Pasadena, California, USA, edited by P. Shopbell, M. Britton, and R. Ebert (San Francisco: Astron. Soc. Pacific), ASP Conf. Ser. **347**, 29 (2005).

## СВЕТОВОЕ УРАВНЕНИЕ В ИЗМЕНЕНИЯХ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА ЗАТМЕННО-ДВОЙНЫХ СИСТЕМ TT Del, EU Hyа И SV Tau

© 2022 г. А. И. Халиуллина\*

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
Государственный Астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 04.04.2022 г.

После доработки 09.05.2022 г.

Принята к публикации 18.05.2022 г.

В затменно-двойных системах TT Del, EU Hyа и SV Tau изучены изменения орбитального периода. Показано, что изменения периодов этих систем можно представить в виде только циклических колебаний без векового изменения. Циклические изменения периодов EU Hyа и SV Tau можно объяснить световым уравнением вследствие присутствия третьего тела в системе. Период движения в долгопериодической орбите составляет 22.7 года в EU Hyа и 107.5 года в SV Tau. Минимальные массы дополнительных тел в этих системах равны соответственно 0.26 и 0.38  $M_{\odot}$ . В TT Del наблюдается суперпозиция двух циклических изменений орбитального периода с периодами 21.1 и 54.5 года. Изменения периода TT Del можно объяснить как световым уравнением, так и магнитными циклами.

*Ключевые слова:* двойные звезды, затменные звезды, отдельные – TT Del, EU Hyа, SV Tau

**DOI:** 10.31857/S0004629922080072

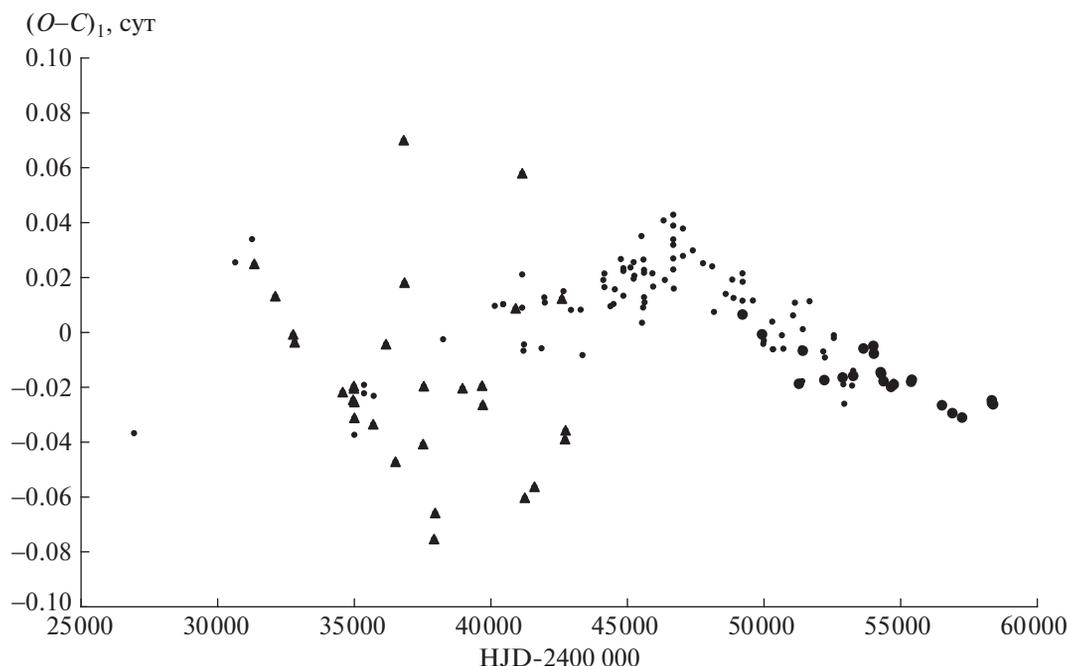
### 1. ВВЕДЕНИЕ

Наблюдательными проявлениями процессов, происходящих в тесных двойных системах, являются изменения орбитальных параметров, в частности периода. Наиболее удобным инструментом для изучения периодов ТДС служат затменно-двойные звезды. Изменения орбитального периода делятся на вековые (монотонные) и циклические. В зависимости от физических процессов, происходящих в двойной системе, период может увеличиваться или уменьшаться [1]. Количественные оценки скорости уменьшения (или увеличения) периода помогут сделать выбор среди имеющихся теоретических моделей. Поэтому важно быть уверенным, что в системе действительно происходит вековое изменение периода. При недостаточно продолжительных рядах наблюдений моментов минимумов могут возникнуть ошибки в интерпретации полученных диаграмм  $O-C$ . По мере накопления новых наблюдательных данных, изменения периода, считавшиеся ранее монотонными, могут оказаться циклическими [2–5]. Циклические изменения орбитального периода могут быть следствием присутствия в системе одного или нескольких дополнительных тел, вращения линии апсид эксцентричной орбиты двойной системы или влияния магнитных циклов одного из компонентов.

В настоящей работе рассматриваются три затменно-двойные системы, в которых подозревалось вековое уменьшение орбитального периода. Для исследования изменений орбитального периода каждой из затменно-двойных систем были использованы моменты минимумов из базы данных В. Р. Н. О. [6].

### 2. ИЗМЕНЕНИЯ СО ВРЕМЕНЕМ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА TT Del

Переменность звезды TT Del ( $V = 10.6^m$ ,  $P = 2.8711^d$ ) открыл Плаут по фотографическим наблюдениям [7]. Для нее получено довольно много моментов минимумов, большинство – из визуальных наблюдений. Для этой системы нет кривой лучевых скоростей и не опубликовано решение кривой блеска. Есть только приближенные оценки параметров, полученные Свечниковым и соавт. [8]. Спектральный класс главного компонента A1 V [9], вторичного – G7 IV [8]. Исследование изменений периода TT Del было проведено в работе [10]. К тому времени кроме фотографических и визуальных моментов минимумов имела лишь одна фотоэлектрическая точка. Автор пришел к выводу, что в системе происходит довольно быстрое уменьшение периода.



**Рис. 1.** Отклонения  $(O-C)_1$  наблюдаемых ( $O$ ) моментов минимумов TT Del от вычисленных ( $C$ ) с линейными элементами (1). Фотографические наблюдения представлены в виде треугольников, визуальные – маленькими точками, фотоэлектрические и ПЗС – большими точками.

Для затменно-двойной системы TT Del имеется 143 момента главного минимума: 91 визуальный, 29 фотографических и 23 из фотоэлектрических и ПЗС-наблюдений. На рис. 1 приведены отклонения  $(O-C)_1$  наблюдаемых ( $O$ ) моментов минимумов TT Del от вычисленных ( $C$ ) с линейными элементами, полученными методом наименьших квадратов с использованием всех имеющихся моментов главного минимума:

$$C \equiv \text{HJD}(\text{Min I}) = 2445232.397(2) + 2.8711045(9)^d T, \quad (1)$$

где  $T$  – эпоха наблюдения. На этом рисунке фотоэлектрические наблюдения представлены большими точками, визуальные – маленькими точками и фотографические – треугольниками. Как видно из рисунка, фотографические точки показывают очень большой разброс, поэтому они не использовались при анализе. Не использовалась также самая первая визуальная точка:  $\text{JD} = 2426946.296$ . При представлении моментов минимумов TT Del квадратичными элементами остатки после исключения параболы не удалось представить какой-либо регулярной кривой. Поэтому моменты минимумов TT Del были представлены суммой линейных элементов и светового уравнения. Остатки после исключения светового уравнения показывали систематические изменения и также были аппроксимированы све-

товым уравнением. Окончательно отклонения наблюдаемых моментов минимумов от теоретических, вычисленных с линейными элементами, были представлены суперпозицией двух световых уравнений. Поиск подходящих световых уравнений осуществлялся методом последовательных приближений, подробно описанным в работе [11]. В результате изменения орбитального периода TT Del были представлены в виде:

$$\text{HJD}(\text{Min I}) = 2445232.400(5) + 2.8711027(1)^d T + LTE1 + LTE2, \quad (2)$$

где выражения для световых уравнений  $LTE1$  и  $LTE2$  имеют вид [12]:

$$LTE = (a_i \sin i_i / c)(1 - e_i \cos E) \sin(v + \omega_i). \quad (3)$$

В выражении для светового уравнения использованы следующие обозначения для элементов орбиты затменно-двойной системы относительно центра тяжести  $i$ -кратной системы:  $a_i$  – большая полуось,  $i_i$  – наклонение,  $e_i$  – эксцентриситет и  $\omega_i$  – долгота периастра;  $v$  и  $E$  – истинная и эксцентрическая аномалии, соответственно, которые отсчитываются в той же орбите;  $c$  – скорость света. Начальные значения параметров световых уравнений определялись методом перебора в области их возможных значений вместе с линейны-

**Таблица 1.** Параметры гипотетических долгопериодических орбит в TT Del

Параметр	Значение	Параметр	Значение
$P_L$	$(7700 \pm 300)$ сут = $(21.1 \pm 0.8)$ лет	$P_G$	$(19900 \pm 600)$ сут = $(54.5 \pm 1.6)$ лет
$A_L$	$(0.007 \pm 0.001)$ сут	$A_G$	$(0.021 \pm 0.001)$ сут
$e_L$	0	$e_G$	0
$\omega_L$	0	$\omega_G$	0
$JD_L$	$2452900 \pm 300$	$JD_G$	$2441200 \pm 300$
$a_L \sin i_L$	$(1.8 \pm 0.3) \times 10^8$ км = $(1.2 \pm 0.2)$ а.е.	$a_G \sin i_G$	$(5.4 \pm 0.3) \times 10^8$ км = $(3.6 \pm 0.2)$ а.е.
$f(M_3)$	0.00401	$f(M_3)$	0.0162
$M_3 \sin i_3$	$0.35 M_\odot$	$M_3 \sin i_3$	$0.58 M_\odot$

ми элементами. Окончательно параметры каждого светового уравнения уточнялись методом дифференциальных поправок [13] при фиксированных линейных элементах (2). Одновременно вычислялись ошибки определения параметров. Поскольку линейные элементы определялись только методом перебора, для них в скобках указана величина шага перебора.

Параметры предполагаемых долгопериодических орбит в TT Del приведены в табл. 1. Параметры с индексом G относятся к орбите с большим периодом, а с индексом L – к орбите с меньшим периодом. Здесь  $P_G$  – период обращения в долгопериодической орбите с большим периодом,  $P_L$  – период обращения в долгопериодической орбите с меньшим периодом,  $JD_{G,L}$  – момент прохождения через периастр соответствующей орбиты,  $A_{G,L} = (a_{G,L} \sin i_{G,L})/c$ . На рис. 2 приведены отклонения  $(O-C)_2$  наблюдаемых моментов минимумов TT Del от вычисленных с линейными элементами (2). Сплошная кривая – сумма теоретических кривых для световых уравнений с параметрами из табл. 1. В нижней части рис. 2 приведены значения  $(O-C)_3$ , полученные вычитанием из  $(O-C)_2$  обоих световых уравнений. Из этого рисунка видно, что полученное представление хорошо удовлетворяет наблюдениям. На рис. 3а приведены разности  $(O-C)_{23}$ , полученные вычитанием из отклонений наблюдаемых моментов минимумов TT Del от вычисленных с линейными элементами (2),  $(O-C)_2$ , теоретической кривой для светового уравнения с параметрами из табл. 1 с индексом L, и на рис. 3б – разности  $(O-C)_{24}$ , полученные вычитанием из тех же значений  $(O-C)_2$  теоретической кривой для светового уравнения с параметрами из табл. 1 с индексом G. Сплошными линиями на рис. 3 показаны теоретические кривые для каждого светового уравнения с параметрами из табл. 1.

Полученные параметры долгопериодических орбит позволяют вычислить функции масс для каждого светового уравнения:

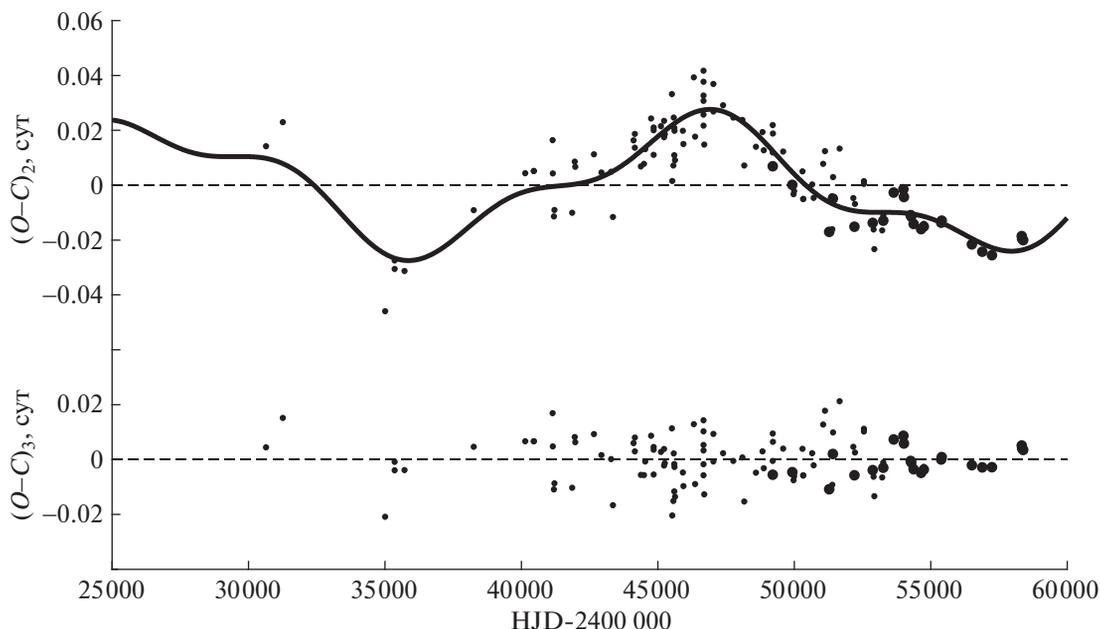
$$f(M_3) = \frac{4\pi^2 a_3^3 \sin^3 i_3}{G P_3^2} = \frac{M_3^3 \sin^3 i_3}{(M_1 + M_2 + M_3)^2}, \quad (4)$$

где  $G$  – гравитационная постоянная. Значения функции масс для каждой дополнительной орбиты также приведены в табл. 1. Используя массы компонентов затменно-двойной системы из каталога [8]:  $M_1 = 2.25 M_\odot$ ,  $M_2 = 0.65 M_\odot$ , можно вычислить минимальную массу соответствующего третьего тела для каждого светового уравнения (предполагая существование только одного из дополнительных тел). Значения этих масс также приведены в табл. 1. Для иерархической четырехкратной системы функция масс связана с массами компонентов следующим соотношением:

$$f(M_4) = \frac{M_4^3 \sin^3 i_4}{(M_1 + M_2 + M_3 + M_4)^2}. \quad (5)$$

В этом случае минимальная масса тела на более далекой орбите равна  $0.62 M_\odot$ . То есть во всех случаях для масс дополнительных компонентов получаются небольшие значения. Оценок вклада третьего света в светимость этой системы не делалось.

В качестве альтернативы гипотезе о третьем теле может служить предположение, что наблюдаемые модуляции периода являются проявлением магнитной активности. Вторичный компонент в затменно-двойной системе TT Del имеет спектральный класс G7 IV, и должен иметь конвективную оболочку и, следовательно, магнитное поле. В работе [14] была предложена модель, в которой гравитационное квадрупольное взаимодействие обеспечивает механизм, посредством которого орбита реагирует на изменения внутренней структуры активной звезды. В этой моде-



**Рис. 2.** Отклонения  $(O-C)_2$  наблюдаемых моментов минимумов ТТ Del от вычисленных с линейными элементами (2). Сплошная кривая – сумма теоретических кривых для световых уравнений с параметрами из табл. 1. В нижней части рисунка приведены значения  $(O-C)_3$ , полученные вычитанием из  $(O-C)_2$  обоих световых уравнений. Визуальные наблюдения представлены маленькими точками, фотоэлектрические и ПЗС – большими точками.

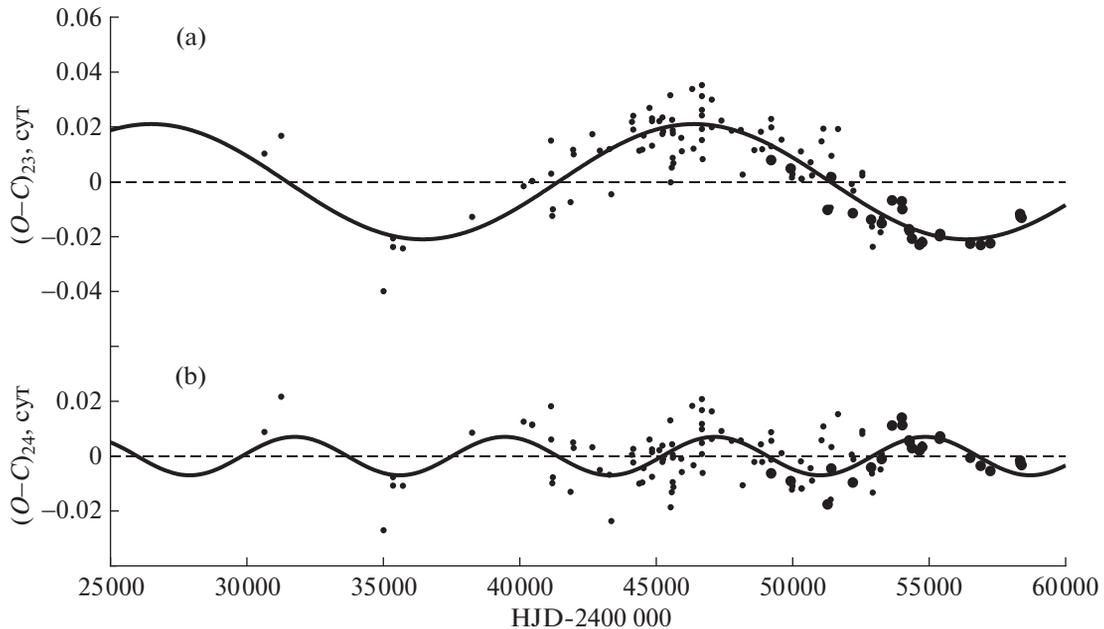
ли амплитуда модуляций орбитального периода  $\Delta P$  и амплитуда осцилляций  $\Delta(O-C)$  на диаграмме  $O-C$  связаны соотношением:  $\Delta P/P_0 = 2\pi \Delta(O-C)/P_{\text{mod}}$ . Принимая оценки масс компонентов и абсолютного радиуса вторичного компонента  $R_2 = 3.26 R_\odot$  из [8] и используя последовательность формул, приведенную в [14], для каждого значения модулирующего периода находим оценки величины переносимого (от ядра звезды к ее оболочке и обратно) углового момента  $\Delta J$ , количества энергии, необходимого для переноса углового момента во внешнюю часть звезды,  $\Delta E$ , напряженности магнитного поля  $B$  активного

компонента и изменений его светимости  $\Delta L$ . Эти величины приведены в табл. 2.

Оценки напряженности магнитного поля согласуются с данными о магнитных полях звезд с конвективными оболочками, которые должны быть порядка  $10^3$  Гаусс. Изменения светимости вторичного компонента получаются небольшими. Кроме того, Ланца и др. [15, 16] показали, что за счет использования большей скорости вращения звезды или более эффективного механизма превращения вращательной кинетической энергии в магнитную и обратно, затраты энергии и соответствующие изменения светимости могут быть заметно меньше, чем дают соотношения из

**Таблица 2.** Величины, характеризующие циклы магнитной активности вторичного компонента ТТ Del для разных значений модулирующего периода

Величина	Значение	
$P_{\text{mod}}$	7700 сут	19900 сут
$\Delta(O-C)$	0.007 сут	0.021 сут
$\Delta P$	$1.64 \times 10^{-5}$ сут = 1.42 с	$1.9 \times 10^{-5}$ сут = 1.64 с
$\Delta J$	$5.10 \times 10^{47}$ г см <sup>2</sup> /с	$5.92 \times 10^{47}$ г см <sup>2</sup> /с
$\Delta E$	$1.17 \times 10^{41}$ эрг	$1.58 \times 10^{41}$ эрг
$B$	$3.52 \times 10^3$ Гаусс	$2.36 \times 10^3$ гаусс
$\Delta L$	$5.54 \times 10^{32}$ эрг/с = $0.14 L_\odot = 0.042L_2$	$2.89 \times 10^{32}$ эрг/с = $0.075 L_\odot = 0.022L_2$



**Рис. 3.** а – разности  $(O-C)_{23}$ , полученные вычитанием из отклонений наблюдаемых моментов минимумов TT Del от вычисленных с линейными элементами (2),  $(O-C)_2$ , теоретической кривой для светового уравнения с параметрами из табл. 1 с индексом L, б – разности  $(O-C)_{24}$ , полученные вычитанием из тех же значений  $(O-C)_2$  теоретической кривой для светового уравнения с параметрами из табл. 1 с индексом G. Сплошными линиями показаны теоретические кривые для каждого светового уравнения с параметрами из табл. 1. Обозначения те же, что на рис. 2.

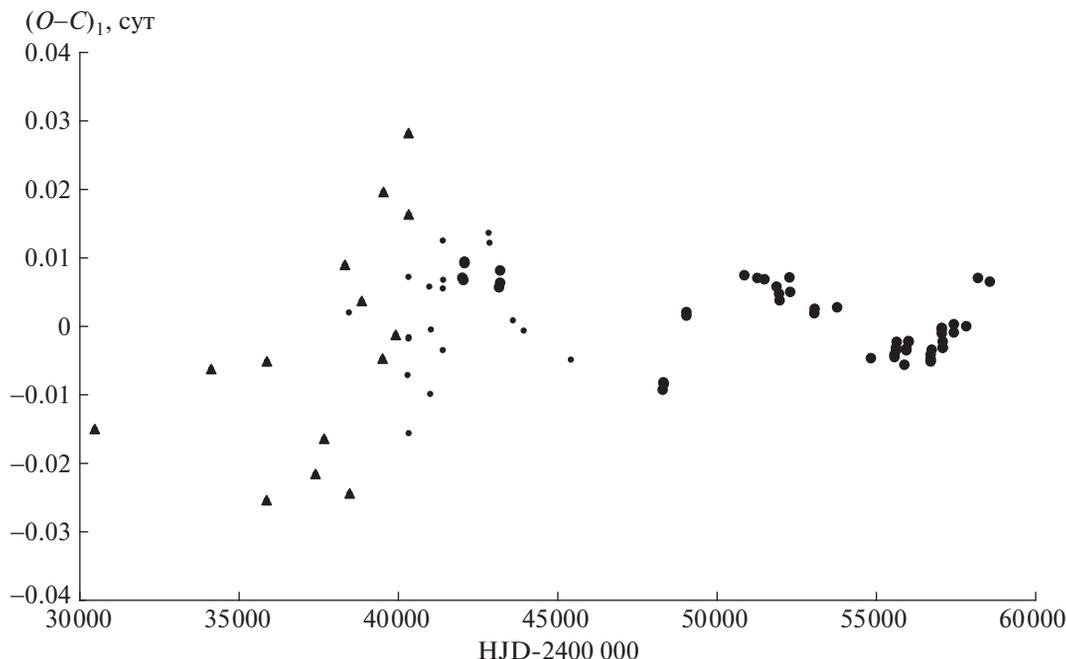
работы [14], так что полученные по ним оценки следует считать верхним пределом. Следовательно, магнитная активность вторичного компонента вполне может быть причиной колебаний орбитального периода TT Del, причем оба цикла могут быть следствием магнитных колебаний.

### 3. ИЗМЕНЕНИЯ СО ВРЕМЕНЕМ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА EU Нуа

Переменность звезды EU Нуа (BD –06 2694,  $V = 10.1^m$ ,  $P = 0.7782^d$ ) открыл Хоффмайстер [17] из фотографических наблюдений. Кордильевский [18, 19] продолжил фотографические наблюдения и определил эфемериды. В работе [20], также из фотографических наблюдений, были найдены исправленные линейные элементы. В работах [21–23] были получены первые фотоэлектрические кривые блеска этой системы в фильтрах В и V и определены фотометрические элементы орбиты. Позднее те же кривые блеска были заново решены в работе [24]. В этой же работе из фотометрических данных были определены спектральные классы компонентов:  $Sp1 = F2 V$ ,  $Sp2 = K0-4 V-IV$ . Результаты обеих этих работ показали, что EU Нуа – полуразделенная система, у которой менее массивный компонент заполняет свою полость Роша. В работе [25] также были получены кривые блеска EU Нуа в фильтрах В и V,

из решения которых получалось, что это разделенная система. Новые фотоэлектрические наблюдения были получены и проанализированы в работе [26] и снова получен результат в пользу полуразделенной конфигурации.

Изменения периода EU Нуа были впервые замечены в работе [25]. К тому времени имелись в основном фотографические и визуальные моменты минимумов и всего несколько фотоэлектрических. Из этих данных следовало, что период системы уменьшается. В работе [28] было использовано уже немного больше фотоэлектрических моментов минимумов. Эти данные позволили установить, что кроме векового уменьшения периода имеются также его циклические изменения. В распоряжении авторов работы [26] было уже достаточно большое количество высокоточных данных, однако они уделили слишком большое внимание визуальным и фотографическим наблюдениям. В результате остатки, полученные ими после исключения монотонных и циклических изменений периода, в области фотоэлектрических наблюдений показывают явные дополнительные колебания, которые почему-то были оставлены без внимания. В настоящей работе показано, что изменения орбитального периода EU Нуа можно с хорошей точностью представить только циклической кривой без монотонного изменения.



**Рис. 4.** Отклонения  $(O-C)_1$  наблюдаемых моментов минимумов EU Нуа от вычисленных с линейными элементами (6). Обозначения те же, что на рис. 1.

Для EU Нуа имеется 88 моментов главного минимума: 20 визуальных, 14 фотографических и 54 из фотоэлектрических и ПЗС-наблюдений. Отметим, что фотоэлектрические наблюдения из работы [21] в базе данных В. Р. Н. О. ошибочно помечены как фотографические. Из анализа сразу же был исключен момент минимума 2442452.33, так как соответствующее значение  $O-C$  слишком сильно отклоняется от общего тренда. На рис. 4 приведены отклонения  $(O-C)_1$  наблюдаемых ( $O$ ) моментов минимумов EU Нуа от вычисленных ( $C$ ) с линейными элементами, полученными методом наименьших квадратов с использованием всех имеющихся моментов главного минимума:

$$C \equiv \text{HJD}(\text{Min I}) = 2434126.342(2) + 0.77820716(9)^d T. \quad (6)$$

Обозначения на этом рисунке такие же, как на рис. 1. В дальнейшем анализе мы не использовали данные фотографических наблюдений. Моменты минимумов EU Нуа были представлены выражением:

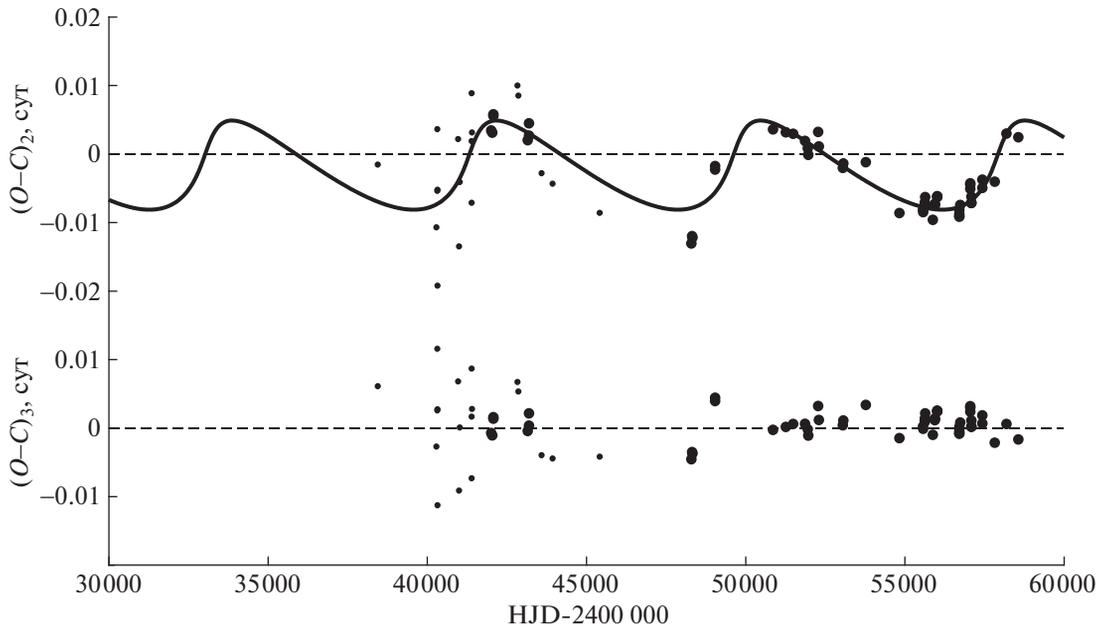
$$\text{HJD}(\text{Min I}) = 2434126.3454(5) + 0.77820718(1)^d T + LTE. \quad (7)$$

Начальные значения параметров долгопериодической орбиты были определены методом перебора в области их возможных значений. Одновременно (тоже перебором) уточнялись ли-

нейные элементы. Окончательно параметры светового уравнения уточнялись методом дифференциальных поправок [13] при фиксированных линейных элементах (7). Одновременно вычислялись ошибки определения параметров. Поскольку линейные элементы определялись только методом перебора, для них в скобках указана величина шага перебора. Параметры долгопериодической орбиты в EU Нуа приведены в табл. 3. На рис. 5 приведены отклонения  $(O-C)_2$  наблюдаемых моментов минимумов EU Нуа от вычисленных с линейными элементами из представления (7). Обозначения те же, что на рис. 2. Сплошная линия на этом рисунке – теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 3. В нижней части рис. 5 приведены

**Таблица 3.** Параметры гипотетической долгопериодической орбиты EU Нуа

Параметр	Значение
$P_3$	$(8300 \pm 110)$ сут = $(22.7 \pm 0.3)$ лет
$A_3$	$(0.0081 \pm 0.0013)$ сут
$e_3$	$0.63 \pm 0.14$
$\omega_3$	$18^\circ \pm 9^\circ$
$JD_3$	$2449700 \pm 170$
$a_3 \sin i_3$	$(2.1 \pm 0.3) \times 10^8$ км = $(1.4 \pm 0.2)$ a.e.



**Рис. 5.** Отклонения  $(O-C)_2$  наблюдаемых моментов минимумов EU Нуа от вычисленных с линейными элементами из представления (7). Сплошная линия — теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 3. В нижней части рисунка приведены остатки  $(O-C)_3$  после вычитания из наблюдаемых моментов минимумов теоретических, вычисленных по формуле (7). Обозначения те же, что на рис. 2.

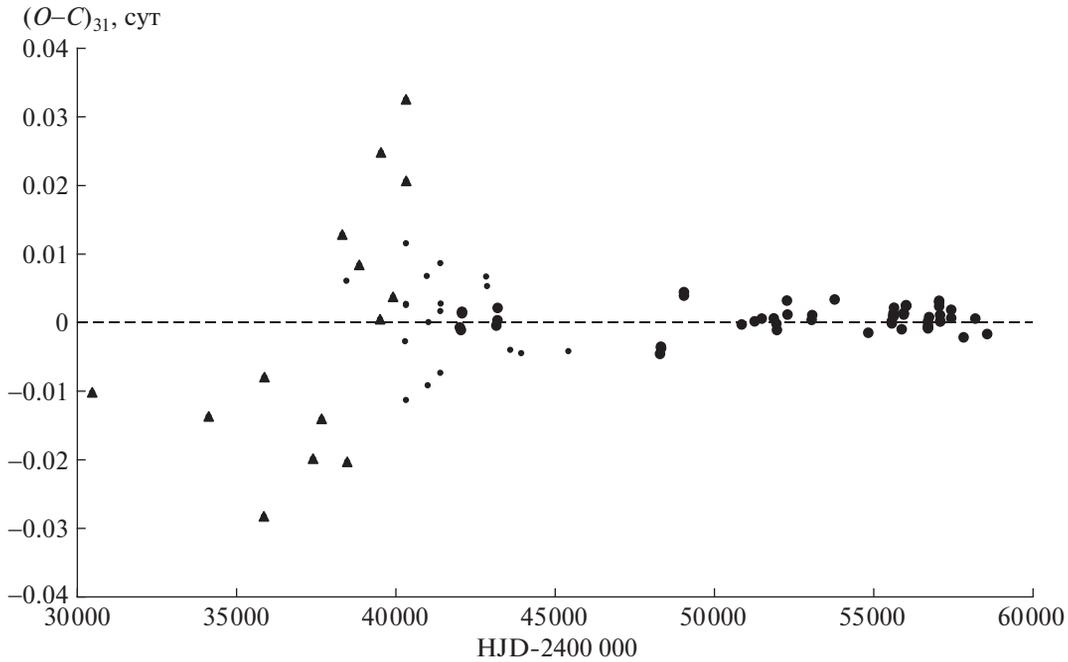
остатки  $(O-C)_3$  после вычитания из наблюдаемых моментов минимумов теоретических, вычисленных по формуле (7). Из этого рисунка видно, что теоретическая кривая хорошо удовлетворяет фотоэлектрическим наблюдениям, и не видно систематического хода. На рис. 6 приведены остатки после вычитания из наблюдаемых моментов минимумов теоретических, вычисленных по формуле (7), полученные для всех моментов минимумов, включая фотографические данные. Разброс фотографических точек довольно велик, однако и на этом рисунке не наблюдается никакого систематического хода. То есть можно сделать вывод, что в системе нет векового уменьшения периода, которое предполагалось в предыдущих работах.

Используя найденные нами параметры долгопериодической орбиты, приведенные в табл. 3, можно вычислить функцию масс  $f(M_3) = 0.00537 M_\odot$ . Для оценки массы третьего тела были использованы массы компонентов двойной системы из работы [26]:  $M_1 = 1.39 M_\odot$ ,  $M_2 = 0.19 M_\odot$ . Принимая  $i_3 = 90^\circ$ , находим нижнюю границу для массы 3-го тела:  $M_3 > 0.26 M_\odot$ . При такой малой массе вклад третьего тела в светимость системы очень мал (если это звезда Главной последовательности). При решении кривых блеска третий свет в этой системе не был найден [26].

#### 4. ИЗМЕНЕНИЯ СО ВРЕМЕНЕМ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА SV Tau

Переменность звезды SV Tau (BD +28 0921,  $V = 9.68^m$ ,  $P = 2.1669^d$ ) открыла А. Кэннон по негативам Гарвардской обсерватории [29]. Вскоре из визуальных наблюдений было установлено, что это затменная переменная типа Алголя [30]. Впоследствии эти наблюдения были использованы для вычисления фотометрических элементов орбиты [31, 32]. Визуальную кривую блеска построил также Ласовский [33], а фотографическую — Кошкина [34]. Лавров и Лаврова [35] своим методом обработали наблюдения Ласовского и нашли, что орбита слегка эксцентрична. В работе [36] была построена первая кривая блеска SV Tau по фотоэлектрическим наблюдениям в фильтрах UVB и определены фотометрические элементы орбиты. Эти результаты свидетельствуют о том, что орбита круговая, а вторичный компонент заполняет свою полость Роша или близок к ее заполнению. Из показателей цвета был определен спектральный класс главного компонента как B8 V, а вторичного — G5 IV.

Мергенталер [37] пришел к выводу о циклических изменениях периода SV Tau. Однако последующие наблюдения не подтвердили существование синусоидального члена [33, 38]. Приходько [39] опубликовала сообщение о скачкообразном изменении периода SV Tau вблизи



**Рис. 6.** Остатки  $(O-C)_{31}$  после вычитания из наблюдаемых моментов минимумов EU Нуа теоретических, вычисленных по формуле (7), полученные для всех моментов минимумов, включая фотографические данные. Обозначения те же, что на рис. 1.

эпохи JD 2429403 и о небольших циклических колебаниях периода. Кошкина [34] пришла к выводу о постоянстве периода SV Tau. В работе [40] был проведен подробный анализ периода SV Tau на основе имеющихся к тому времени данных и сделан вывод, что период слабо увеличивается. Однако автор тут же оговорился, что это может быть из-за неточности визуальных наблюдений. После этих работ и до настоящего времени было получено много моментов минимумов SV Tau, большинство из визуальных наблюдений, но имеется и некоторое количество из фотоэлектрических наблюдений. Однако ни новой кривой блеска, ни исследований периода не было опубликовано.

Для затменно-двойной системы SV Tau имеется 165 моментов главного минимума: 112 визуальных, 26 фотографических и 27 из фотоэлектрических и ПЗС-наблюдений. На рис. 7 приведены отклонения  $(O-C)_1$  наблюдаемых ( $O$ ) моментов минимумов SV Tau от вычисленных ( $C$ ) с линейными элементами, полученными методом наименьших квадратов с использованием всех имеющихся моментов главного минимума:

$$C \equiv \text{HJD}(\text{Min I}) = 2434423.7452(12) + 2.1669046(2)^d T. \quad (8)$$

Обозначения на этом рисунке такие же, как на рис. 1. Из рисунка видно, что имеется боль-

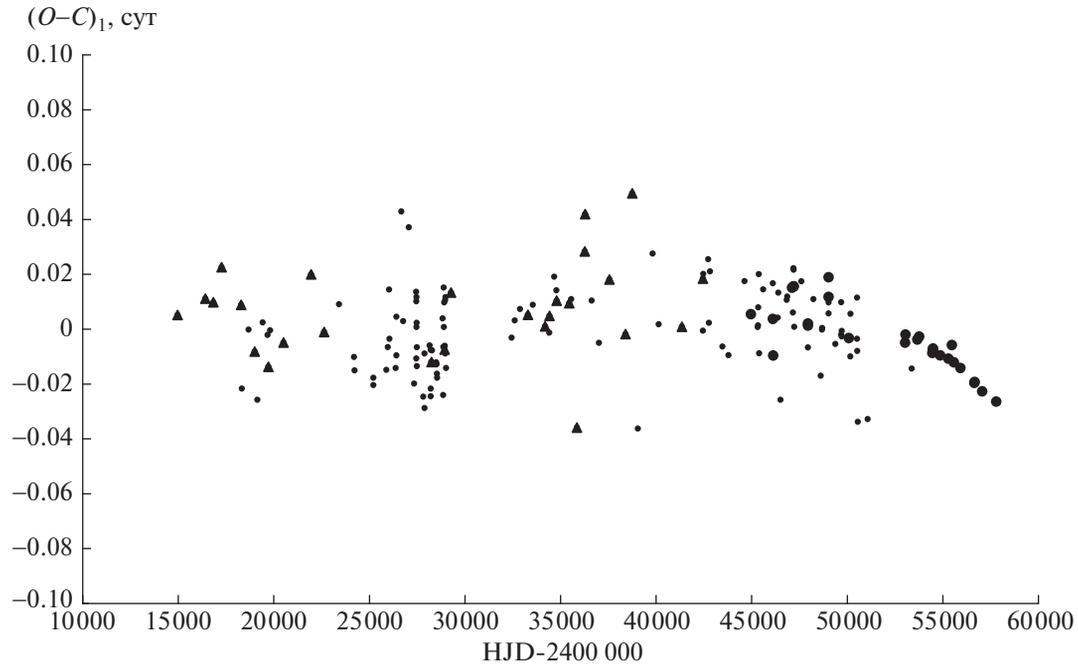
шой разброс почти всех точек, кроме фотоэлектрических данных для  $\text{JD} > 2453000$ . В дальнейшем анализе не использовались наиболее отклоняющиеся визуальные точки: 2426679.271, 2427071.475, 2439054.384, 2446519.3808, 2450556.316, 2451078.541 и фотографические: 2435860.367, 2436287.325, 2438753.270, остальные моменты минимумов SV Tau были представлены выражением:

$$\text{HJD}(\text{Min I}) = 2434423.738(5) + 2.1669033(1)^d T + LTE. \quad (9)$$

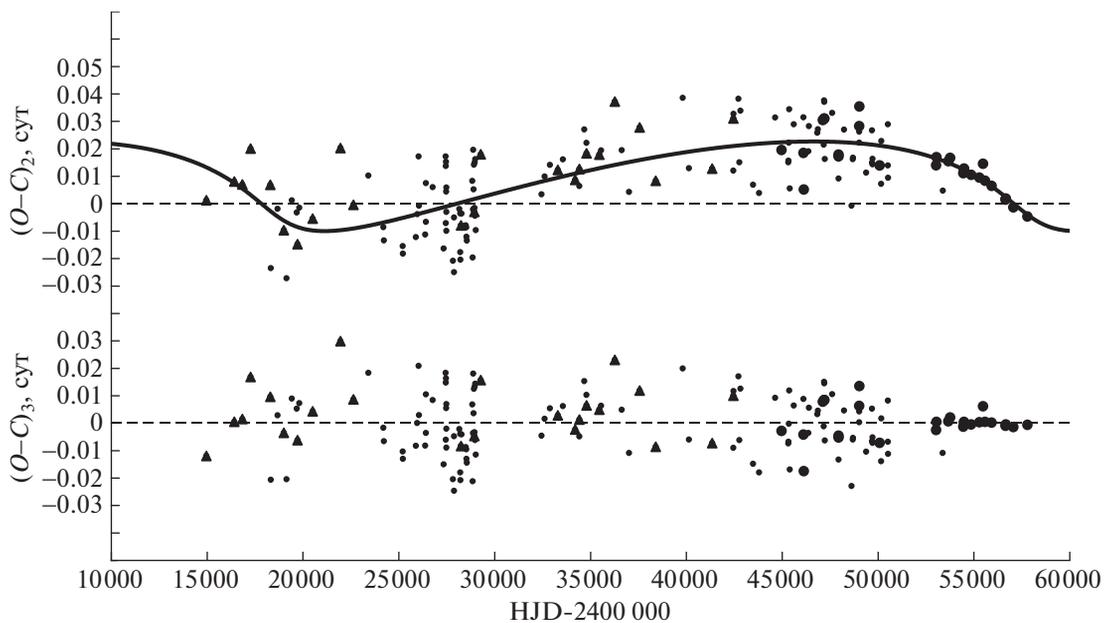
Параметры светового уравнения определялись так же, как для EU Нуа. При этом фотоэлектрическим точкам с  $\text{JD} > 2453000$  был приписан вес 10.

**Таблица 4.** Параметры гипотетической долгопериодической орбиты SV Tau

Параметр	Значение
$P_3$	$(39250 \pm 550)$ сут = $(107.5 \pm 1.5)$ лет
$A_3$	$(0.019 \pm 0.001)$ сут
$e_3$	$0.61 \pm 0.05$
$\omega_3$	$213^\circ \pm 5^\circ$
$\text{JD}_3$	$2418550 \pm 550$
$a_3 \sin i_3$	$(4.9 \pm 0.3) \times 10^8$ км = $(3.3 \pm 0.2)$ а.е.



**Рис. 7.** Отклонения  $(O-C)_1$  наблюдаемых ( $O$ ) моментов минимумов SV Тау от вычисленных ( $C$ ) с линейными элементами (8). Обозначения те же, что на рис. 1.



**Рис. 8.** Отклонения  $(O-C)_2$  наблюдаемых моментов минимумов SV Тау от вычисленных с линейными элементами из представления (9). Сплошная линия – теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 4. В нижней части рисунка приведены остатки после вычитания из наблюдаемых моментов минимумов теоретических, вычисленных по формуле (9). Обозначения те же, что на рис. 1.

Поскольку линейные элементы определялись только методом перебора, для них в скобках указана величина шага перебора. Параметры долгопериодической орбиты в SV Tau приведены в табл. 4. На рис. 8 приведены отклонения ( $O - C$ )<sub>2</sub> наблюдаемых моментов минимумов SV Tau от вычисленных с линейными элементами из представления (9). Обозначения те же, что на рис. 7. Сплошная линия на этом рисунке — теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 4. В нижней части рис. 8 приведены остатки после вычитания из наблюдаемых моментов минимумов теоретических, вычисленных по формуле (9). Из этого рисунка видно, что теоретическая кривая хорошо удовлетворяет наблюдениям, и нет никаких систематических изменений.

Используя найденные нами параметры долгопериодической орбиты, приведенные в табл. 4, можно вычислить функцию масс  $f(M_3) = 0.00324 M_\odot$ . Для оценки массы третьего тела были использованы массы компонентов двойной системы из работы [36]:  $M_1 = 3.0 M_\odot$ ,  $M_2 = 0.8 M_\odot$ . Принимая  $i_3 = 90^\circ$ , находим нижнюю границу для массы 3-го тела:  $M_3 > 0.38 M_\odot$ . При такой малой массе вклад третьего тела в светимость системы очень мал (если это звезда Главной последовательности). При решении кривых блеска оценок вклада третьего света в светимость этой системы не делалось.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ изменений орбитального периода затменно-двойных систем TT Del, EU Hya и SV Tau показал, что в этих системах нет монотонного уменьшения периода.

Изменения орбитального периода затменно-двойной системы TT Del можно представить суперпозицией двух циклических изменений. Предполагаемые светимости дополнительных тел малы и вряд ли могут быть обнаружены из фотометрических наблюдений. Не исключено, что существует только одно дополнительное тело, причем годится любое из двух. Второе колебание можно отнести на счет магнитной активности вторичного компонента. Следствием магнитной активности вторичного компонента могут быть также оба вида колебаний.

Причиной изменения орбитального периода затменно-двойных систем EU Hya и SV Tau является световое уравнение вследствие движения в долгопериодической орбите. Форма диаграмм  $O - C$  имеет вид, характерный для движения в долгопериодической орбите с большим эксцентриситетом. Теоретические кривые для светового уравнения, построенные с найденными нами параметрами, неплохо описывают наблюдения.

При этом остатки после вычитания из наблюдений теоретических кривых для светового уравнения не показывают никакого систематического изменения.

Для уточнения характера изменений орбитального периода в рассмотренных затменно-двойных системах нужны дальнейшие наблюдения моментов минимумов, а также решение высокоточных кривых блеска для уточнения орбитальных параметров и прояснения вопроса о третьем свете в их блеске. Желательно также получение кривых лучевых скоростей для надежного определения масс компонентов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Х. Ф. Халиуллин, *Астрон. журн.* **51**, 395 (1974).
2. А. И. Халиуллина, *Астрон. журн.* **92**, 587 (2015).
3. А. И. Халиуллина, *Астрон. журн.* **93**, 795 (2016).
4. А. И. Халиуллина, *Астрон. журн.* **94**, 619 (2017).
5. А. И. Халиуллина, *Астрон. журн.* **94**, 849 (2017).
6. В. R. N. O. Project — Eclipsing Binaries database. URL: <http://var2.astro.cz/EN/brno/index.php>.
7. L. Plaut, *Astron. Nachr.* **244**, 289 (1932).
8. М. А. Свечников, Э. Ф. Кузнецова *Каталог приближенных фотометрических и абсолютных элементов затменных переменных звезд* (Свердловск, Изд-во Урал. ун-та, 1990).
9. E. M. Halbedel, *Inform. Bull. Var. Stars* **2549**, 1 (1984).
10. S. Qian, *Astron. J.* **119**, 3064 (2000).
11. А. И. Халиуллина, *Астрон. журн.* **96**, 196 (2019).
12. Д. Я. Мартынов *Переменные звезды* (Гостехиздат, т. 3, 464—490 с., 1947).
13. А. И. Халиуллина, Х. Ф. Халиуллин, *Астрон. журн.* **61**, 393 (1984).
14. J. H. Applegate, *Astrophys. J.* **385**, 621 (1992).
15. A. F. Lanza, M. Rodono, and R. Rosner, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **296**, 893 (1998).
16. A. F. Lanza and M. Rodono, *Astron. and Astrophys* **349**, 887 (1999).
17. C. Hoffmeister, *Astron. Nach.* **242**, 129 (1931).
18. K. Kordylewski, *Rocznik Astronomiczny Obserwatorium Krakowskiego* **18** (1947).
19. K. Kordylewski, *Rocznik Astronomiczny Obserwatorium Krakowskiego* **24** (1953).
20. H. Busch and K. Haussler, *Inf. Bull. Variable Stars* **639** (1972).
21. A. G. Kulkarni, C. Raghavender Rao, R. Swaminathan, *Contributions of the Nizamiah and Japal-Rangapur Observatories* **6** (1978).
22. A. G. Kulkarni, *Contributions of the Nizamiah and Japal-Rangapur Observatories* **7** (1978).
23. A. G. Kulkarni, *Photometric Study of EU Hydrae* (Doctoral Thesis, Osmania University, 1979).
24. P. V. Rao, M. B. K. Sarma, and K. D. Abhyankar, *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **108**, 967 (1996).
25. S.-H. Gu, Q.-Y. Liu, Y.-L. Yang, and B. Wang, *Astrophys. and Space Sci.* **203**, 189 (1993).

26. *Y.-G. Yang, Q. Li, H.-L. Li, and H.-F. Dai*, Res. Astron. and Astrophys. **16**, 35 (2016).
27. *S.-H. Gu*, Inf. Bull. Variable Stars, **4078** (1994).
28. *S.-B. Qian and S. Boonrucksar*, Publ. Astron. Soc. Japan **55**, 499 (2003).
29. *E. Pickering*, Astron. Nachr. **179**, 39 (1908).
30. *S. Enebo*, Astron. Nachr. **184**, 255 (1910).
31. *E. Zinner*, Astron. Nachr. **187**, 177 (1911).
32. *H. Shapley*, Astrophys. J. **38**, 158 (1913).
33. *K. Lassovszky*, Abhandlungen der Sternwarte Budapest-Svabbadsaghegy, **6** (1938).
34. *Л. Н. Кошкина*, Переменные звезды **13**, 412 (1961).
35. *М. И. Лавров, Н. В. Лаврова*, Труды Казанской городской АО **49**, 18 (1985).
36. *C. R. Chambliss and R. L. Walker*, Astron. J. **102**, 1409 (1991).
37. *J. Mergentaler*, Acta Astron. ser. c **2**, 65 (1934).
38. *J. M. Kreiner*, Acta Astron. **21**, 365 (1971).
39. *А.Е. Приходько*, Астрон. цирк. 191 (1958).
40. *C. R. Chambliss*, Info. Bull. Var. Stars, **2164** (1982).

## ИЗУЧЕНИЕ ШКАЛ РАССТОЯНИЙ ПО ЦЕФЕИДАМ С ДАННЫМИ ИЗ КАТАЛОГА Gaia EDR3

© 2022 г. В. В. Бобылев<sup>1</sup>, А. Т. Байкова<sup>1</sup>, \*

<sup>1</sup> Главная астрономическая обсерватория РАН, Пулково, Россия

\*E-mail: vbobylev@gaoran.ru

Поступила в редакцию 08.03.2022 г.

После доработки 03.04.2022 г.

Принята к публикации 16.05.2022 г.

Изучена кинематика выборки классических цефеид моложе 120 млн. лет. Для этих звезд имеются оценки расстояний из работы Сковрон и др., основанные на соотношении “период–светимость”, лучевые скорости и собственные движения из каталога Gaia. Имеются также оценки расстояний до них, базирующиеся на тригонометрических параллаксах из каталога Gaia EDR3. Метод, основанный на сравнении первой производной угловой скорости вращения Галактики, показал необходимость удлинения шкалы расстояний Сковрон и др. примерно на 10%. Такой вывод подтвержден путем непосредственного сравнения с расстояниями, основанными на использовании тригонометрических параллаксов. Получены новые оценки параметров вращения Галактики и параметров спиральной волны плотности с учетом этого обстоятельства.

*Ключевые слова:* цефеиды, кинематика, шкала расстояний, вращение Галактики

DOI: 10.31857/S0004629922080023

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Цефеиды являются звездами, переменность блеска которых определяется их радиальными пульсациями. Благодаря соотношению “период–светимость” [1, 2] удается с высокой точностью оценивать расстояния до этих звезд. В конечном итоге это позволяет установить независимую цефеидную шкалу расстояний и охватить ею значительную область Вселенной. Классическими являются цефеиды с периодами пульсации от 1 до 100 дней. Их возраст не превышает примерно 400 млн. лет. Такие звезды имеют важное значение для изучения свойств тонкого диска Галактики, спиральной структуры, вращения, эволюции Галактики и др.

Например, с использованием около 220 классических цефеид с собственными движениями из каталога Hipparcos [3] были уточнены параметры вращения Галактики [4, 5]. По различным выборкам классических цефеид проводились оценки параметров спиральной структуры Галактики [6–10]. Цефеиды видны с больших расстояний. Поэтому используются такие звезды для определения расстояния от Солнца до центра Галактики [11–13]. Они служат также для изучения искривления галактического диска [14–16], для изучения особенностей в распределении различных химических элементов в диске Галактики [17–19].

В работе Сковрон и др. [20] был опубликован каталог с новыми данными о более 2200 классических цефеидах. Расстояния до этих звезд определены на основе соотношения “период–светимость” с ошибками 5–10%. Около 800 цефеид из этого каталога Мроз и др. [21] снабдили лучевыми скоростями из каталога Gaia DR2 [22] и определили по этим данным параметры вращения Галактики. В работе Бобылева и др. [13] был сделан вывод о том, что расстояния до цефеид, найденные в работе Сковрон и др. [20], необходимо удлинить примерно на 9%. При этом оценки кинематических параметров были сделаны без корректировки шкалы расстояний [20].

При анализе кинематики звезд важно иметь их высокоточные тригонометрические параллаксы и собственные движения. В настоящее время имеется версия каталога Gaia EDR3 [23], в которой по сравнению с предыдущей версией, Gaia DR2, уточнены примерно на 30% значения тригонометрических параллаксов около 1.5 млрд. звезд, а точность собственных движений этих звезд улучшена примерно в два раза. Тригонометрические параллаксы примерно трети звезд в каталоге Gaia EDR3 измерены с ошибками менее 0.2 миллисекунд дуги (мсд). Собственные движения около половины звезд этого каталога измерены с относительной ошибкой менее 10%.

Отметим, что расстояния до звезд, вычисляемые через тригонометрические параллаксы, являются надежными только при небольших ошибках параллаксов (менее 10%). При больших ошибках параллаксов применяют методы улучшения расстояний, сходные с методом Лутца-Келкера [24]. Такое улучшение расстояний до примерно 1.47 млрд. звезд, вычисленными через тригонометрические параллаксы из каталога Gaia EDR3, было проделано в работе Байлера-Джонса и др. [25]. В настоящей работе мы используем расстояния до цефеид из работы [25] в качестве одного из источников расстояний.

Целью настоящей работы является сравнение расстояний до цефеид, полученных на основе соотношении “период—светимость” в работе [20], с расстояниями, опирающимися на тригонометрические параллаксы каталога Gaia. Интересно также переопределить параметры галактического вращения и параметры спиральной волны плотности с использованием уточненной цефеидной шкалы расстояний.

## 2. МЕТОД

Из наблюдений имеем три следующие составляющие скорости звезды: лучевую скорость  $V_r$  и две проекции тангенциальной скорости  $V_l = 4.74r\mu_l \cos b$  и  $V_b = 4.74r\mu_b$ , направленные вдоль галактической долготы  $l$  и широты  $b$  соответственно. Все три скорости выражены в км/с, 4.74 является коэффициентом размерности, а  $r$  — гелиоцентрическое расстояние звезды в кпк. Компоненты собственного движения  $\mu_l \cos b$  и  $\mu_b$  выражены в мсд/год (миллисекунды дуги в год). Через компоненты  $V_r, V_l, V_b$  вычисляются скорости  $U, V, W$ , направленные вдоль прямоугольных галактических осей координат:

$$\begin{aligned} U &= V_r \cos l \cos b - V_l \sin l - V_b \cos l \sin b, \\ V &= V_r \sin l \cos b + V_l \cos l - V_b \sin l \sin b, \\ W &= V_r \sin b + V_b \cos b, \end{aligned} \quad (1)$$

где скорость  $U$  направлена от Солнца к центру Галактики,  $V$  — в направлении вращения Галактики и  $W$  — на северный галактический полюс. Две скорости:  $V_R$ , направленную радиально от галактического центра, и ортогональную ей скорость  $V_{\text{circ}}$ , направленную вдоль вращения Галактики, можем найти на основе следующих соотношений:

$$\begin{aligned} V_{\text{circ}} &= U \sin \theta + (V_0 + V) \cos \theta, \\ V_R &= -U \cos \theta + (V_0 + V) \sin \theta, \end{aligned} \quad (2)$$

где позиционный угол  $\theta$  удовлетворяет соотношению  $\tan \theta = y/(R_0 - x)$ ,  $x, y, z$  — прямоугольные гелиоцентрические координаты звезды

(вдоль соответствующих осей  $x, y, z$  направлены скорости  $U, V, W$ ),  $V_0$  — линейная скорость вращения Галактики на околосолнечном расстоянии  $R_0$ .

Для определения параметров кривой галактического вращения используем уравнения, полученные из формул Боттлингера, в которых произведено разложение угловой скорости  $\Omega$  в ряд до членов второго порядка малости  $r/R_0$ :

$$V_r = -U_{\odot} \cos b \cos l - V_{\odot} \cos b \sin l - W_{\odot} \sin b + R_0(R - R_0) \sin l \cos b \Omega'_0 + \quad (3)$$

$$+ 0.5R_0(R - R_0)^2 \sin l \cos b \Omega''_0,$$

$$V_l = U_{\odot} \sin l - V_{\odot} \cos l - r\Omega_0 \cos b + (R - R_0)(R_0 \cos l - r \cos b)\Omega'_0 + \quad (4)$$

$$+ 0.5(R - R_0)^2(R_0 \cos l - r \cos b)\Omega''_0,$$

$$V_b = U_{\odot} \cos l \sin b + V_{\odot} \sin l \sin b - W_{\odot} \cos b - R_0(R - R_0) \sin l \sin b \Omega'_0 - \quad (5)$$

$$- 0.5R_0(R - R_0)^2 \sin l \sin b \Omega''_0,$$

где  $R$  — расстояние от звезды до оси вращения Галактики,  $R^2 = r^2 \cos^2 b - 2R_0 r \cos b \cos l + R_0^2$ . Скорости  $(U, V, W)_{\odot}$  являются средней групповой скоростью выборки, отражают пекулярное движение Солнца, поэтому взяты с обратными знаками.  $\Omega_0$  является угловой скоростью вращения Галактики на солнечном расстоянии  $R_0$ , параметры  $\Omega'_0$  и  $\Omega''_0$  — соответствующие производные угловой скорости вращения  $V_0 = R_0\Omega_0$ . В настоящей работе значение  $R_0$  принято равным  $8.1 \pm 0.1$  кпк согласно обзору [26], где оно было выведено как средневзвешенное из большого количества современных индивидуальных оценок.

Решая условные уравнения вида (3)–(5) методом наименьших квадратов (МНК), можем найти шесть следующих неизвестных:  $(U, V, W)_{\odot}, \Omega_0, \Omega'_0$  и  $\Omega''_0$ . При МНК-решении только одного условного уравнения вида (3) можем найти лишь пять неизвестных:  $(U, V, W)_{\odot}, \Omega'_0$  и  $\Omega''_0$ .

Влияние спиральной волны плотности в радиальных  $V_R$  и остаточных тангенциальных скоростях  $\Delta V_{\text{circ}}$  является периодическим с амплитудой около 10 км/с. Согласно линейной теории волн плотности Линя и Шу [27], оно описывается соотношениями следующего вида:

$$\begin{aligned} V_R &= -f_R \cos \chi, \\ \Delta V_{\text{circ}} &= f_{\theta} \sin \chi, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\chi = m[\cot(i) \ln(R/R_0) - \theta] + \chi_{\odot} \quad (7)$$

фаза спиральной волны, где  $m$  – количество спиральных рукавов,  $\cot(i)$  – котангенс  $i$  – угла закрутки спирального узора ( $i < 0$  для закручивающейся спирали),  $\chi_{\odot}$  – радиальная фаза Солнца в спиральной волне;  $f_R$  и  $f_{\theta}$  – амплитуды возмущений радиальных и тангенциальных скоростей, которые считаются положительными.

Для изучения периодичностей в скоростях  $V_R$  и  $\Delta V_{\text{circ}}$  применяем спектральный (периодограммный) анализ. Длина волны  $\lambda$  (расстояние между соседними отрезками спиральных рукавов, отсчитываемое вдоль радиального направления) вычисляется на основе соотношения

$$2\pi R_0/\lambda = m \cot(|i|). \quad (8)$$

Пусть имеется ряд измеренных скоростей  $V_{R_n}$  (это могут быть радиальные  $V_R$ , тангенциальные  $\Delta V_{\text{circ}}$  или вертикальные  $W$  скорости),  $n = 1, \dots, N$ , где  $N$  – число объектов. Задачей спектрального анализа является выделение периодичности из ряда данных в соответствии с принятой моделью, описывающей спиральную волну плотности с параметрами  $f$ ,  $\lambda$  (или  $i$ ) и  $\chi_{\odot}$ .

В результате учета логарифмического характера спиральной волны, а также позиционных углов объектов  $\theta_n$ , наш спектральный анализ рядов возмущений скоростей сводится к вычислению квадрата амплитуды (спектра мощности) стандартного преобразования Фурье [28]:

$$\bar{V}_{\lambda_k} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N V_n'(R_n') \exp\left(-j \frac{2\pi R_n'}{\lambda_k}\right), \quad (9)$$

где  $\bar{V}_{\lambda_k}$  –  $k$ -я гармоника преобразования Фурье с длиной волны  $\lambda_k = D/k$ ,  $D$  – период анализируемого ряда,

$$\begin{aligned} R_n' &= R_0 \ln(R_n/R_0), \\ V_n'(R_n') &= V_n(R_n') \exp(jm\theta_n). \end{aligned} \quad (10)$$

Пиковому значению спектра мощности  $S_{\text{peak}}$  соответствует искомая длина волны  $\lambda$ . Угол закрутки спиральной волны плотности вычисляется из выражения (8). Амплитуду и фазу возмущений находим в результате подгонки гармоники с найденной длиной волны к измеренным данным.

### 3. ДАННЫЕ

В настоящей работе используются данные о классических цефеидах из работы Сковрон и др. [20], где для 2431 цефеиды были получены оценки расстояния и возраста. Наблюдались эти цефеиды в рамках четвертого этапа программы OGLE

(Optical Gravitational Lensing Experiment [29]). Расстояния до цефеид были вычислены Сковрон и др. [20] на основе соотношения “период–светимость” по кривым блеска в среднем инфракрасном диапазоне. Согласно этим авторам, случайные ошибки определения расстояний до цефеид в их каталоге лежат в интервале 5–10%. Оценки возраста цефеид в работе [20] были сделаны по методике Андерсона и др. [30] с учетом осевого вращения звезд и их металличности.

Мы использовали звезды из работы Мроза и др. [21], где для ряда цефеид из списка [20] даны лучевые скорости, а также их собственные движения, скопированные из каталога Gaia DR2. Для кинематического анализа мы отобрали цефеиды моложе 120 млн. лет, расположенные не далее 5 кпк от Солнца, и отождествили их с каталогом Gaia EDR3 и со списком Байлера–Джонса и др. [25].

В работе [25] вычислены улучшенные расстояния для примерно 1.47 млрд. звезд из каталога Gaia EDR3 через тригонометрические параллаксы. Учитывалась систематическая поправка к параллаксам Gaia EDR3 с величиной  $\Delta\pi = -0.017$  мсд, значение которой определено Линдегренем и др. [31]. Вычислены два варианта расстояний, полученных чисто геометрическим (geom) и фотогеометрическим (phgeom) способом. По мнению этих авторов, более точные расстояния дает фотогеометрический способ. Отметим, что оба эти метода являются модельно зависимыми, так как используют привязку к модели Галактики. Как отмечают сами авторы, такие расстояния полезны в использовании при наличии больших ошибок определения тригонометрических параллаксов звезд из каталога Gaia EDR3.

В итоге имеем 363 цефеиды. Для них имеются расстояния, полученные на основе соотношении “период–светимость”, а также расстояния, опирающиеся на тригонометрические параллаксы каталога Gaia EDR3. При этом имеется возможность использовать несколько шкал расстояний. Во-первых, это расстояния, вычисленные непосредственно через параллаксы Gaia EDR3. Во-вторых, это два вида расстояний до цефеид, взятые из работы [25].

### РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Условные уравнения вида (3)–(5) решались нами тремя способами. Во-первых, совместно с использованием трех скоростей  $V_r + V_l + V_b$ . Во-вторых, только с использованием лучевых скоростей цефеид  $V_r$ . В-третьих, только с использованием скоростей  $V_l$ .

В верхней части табл. 1 даны кинематические параметры, полученные с использованием расстояний до цефеид, которые были вычислены на

**Таблица 1.** Кинематические параметры, найденные по цефеидам с использованием расстояний из работы [20]

Параметры	$V_r + V_l + V_b$	$V_r$	$V_l$
$U_{\odot}$ , км/с	$8.15 \pm 0.63$	$9.57 \pm 1.25$	$8.08 \pm 0.94$
$V_{\odot}$ , км/с	$12.87 \pm 0.80$	$15.53 \pm 1.13$	$7.47 \pm 1.77$
$W_{\odot}$ , км/с	$7.25 \pm 0.61$		
$\Omega_0$ , км/с/кпк	$29.03 \pm 0.25$		$29.17 \pm 0.35$
$\Omega'_0$ , км/с/кпк <sup>2</sup>	$-4.015 \pm 0.066$	$-4.216 \pm 0.101$	$-3.747 \pm 0.123$
$\Omega''_0$ , км/с/кпк <sup>3</sup>	$0.639 \pm 0.052$	$0.700 \pm 0.106$	$0.417 \pm 0.087$
$\sigma_0$ , км/с	11.60	14.12	13.30
$U_{\odot}$ , км/с	$9.03 \pm 0.65$	$9.55 \pm 1.24$	$8.77 \pm 1.02$
$V_{\odot}$ , км/с	$11.58 \pm 0.81$	$12.78 \pm 1.12$	$6.89 \pm 1.91$
$W_{\odot}$ , км/с	$8.01 \pm 0.62$		
$\Omega_0$ , км/с/кпк	$28.87 \pm 0.23$		$29.25 \pm 0.35$
$\Omega'_0$ , км/с/кпк <sup>2</sup>	$-3.894 \pm 0.063$	$-3.893 \pm 0.093$	$-3.887 \pm 0.126$
$\Omega''_0$ , км/с/кпк <sup>3</sup>	$0.602 \pm 0.044$	$0.593 \pm 0.088$	$0.519 \pm 0.081$
$\sigma_0$ , км/с	11.89	13.99	14.48

Примечание. Параметры, вычисленные на основе соотношения “период–светимость” (см. [20]) даны в верхней части таблицы. Параметры, полученные с расстояниями до цефеид, увеличенными на 10%, – в нижней части таблицы.

основе соотношения “период–светимость” в работе [20].

Согласно работам [32, 33], отношение значений первой производной угловой скорости вращения Галактики, найденной только с использованием собственных движений к найденной только по лучевым скоростям, дает коэффициент шкалы расстояний  $p = (\Omega'_0)_{V_l} / (\Omega'_0)_{V_r}$ . Этот коэффициент является поправочным множителем вида  $p = r / r_{\text{true}}$ , где  $r$  – используемые расстояния, а  $r_{\text{true}}$  – истинные расстояния, т.о.,  $r_{\text{true}} = r / p$ . Ошибка коэффициента  $p$  вычислена на основе соотношения  $\sigma_p^2 = (\sigma_{\Omega'_{0V_l}} / \Omega'_{0V_r})^2 + (\Omega'_{0V_l} \times \sigma_{\Omega'_{0V_r}} / \Omega'^2_{0V_r})^2$ . По данным табл. 1 находим  $p = 0.89 \pm 0.04$ . Это означает, что расстояния до цефеид, вычисленные на основе соотношения “период–светимость” в работе [20], необходимо удлинить примерно на 10%.

В нижней части табл. 1 даны кинематические параметры, полученные уже с удлиненными на 10% расстояниями. Результаты сравнения различных шкал расстояний до цефеид даны на рис. 1 и 2, где расстояния из работы [20] даны в зависимости от вычисленных через тригонометрические параллаксы каталога Gaia EDR3 ( $r = 1/\pi$ ), геометрических и фотогеометрических из работы [25], а также в зависимости от вычисленных через тригонометрические параллаксы каталога Gaia EDR3 с учетом поправки  $\Delta\pi = -0.017$  мсд ( $r = 1/(\pi + 0.017)$ ).

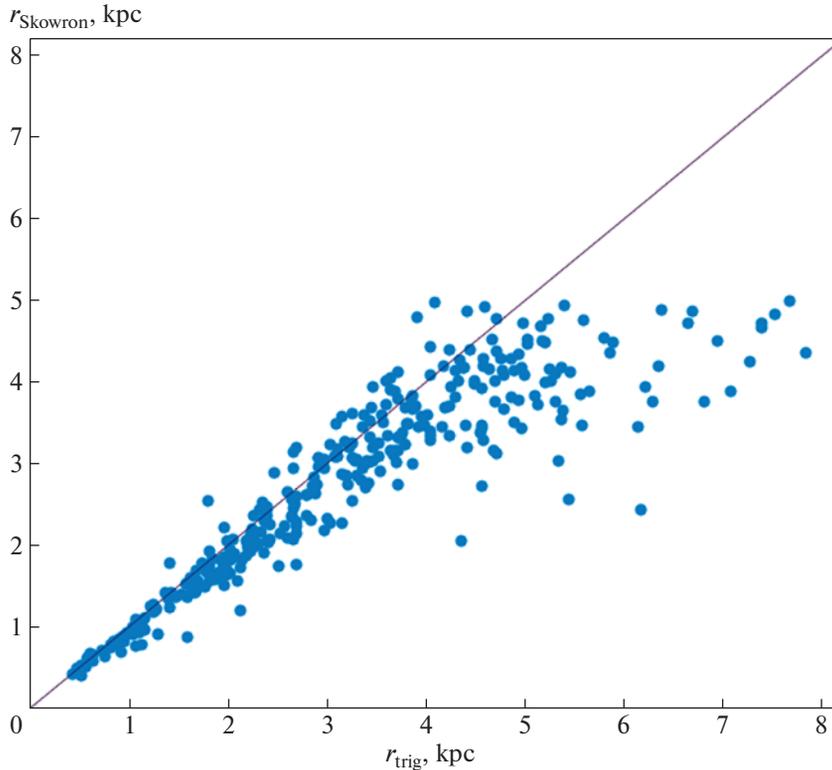
Из рис. 1 видно, что шкала расстояний до цефеид, полученная через тригонометрические па-

раллаксы каталога Gaia EDR3 существенно длиннее шкалы Сковрон и др. [20]. Причем даже при небольших расстояниях согласие между этими шкалами не вполне хорошее.

Из сравнения расстояний до цефеид, показанных на рис. 2, можем заключить следующее: 1) в целом имеется хорошее согласие между увеличенными на 10% расстояниями из работы [20] и шкалами, основанными на тригонометрических параллаксах из каталога Gaia EDR3; 2) наихудшее согласие имеется на панели (а) этого рисунка, что заметнее всего проявляется при расстояниях более 4 кпк от Солнца; 3) практически полное согласие имеется между расстояниями, указанными на панелях (b), (c) и (d); 4) сделанные корректировки шкал расстояний, показанных на рис. 2d, приводят к их хорошему согласию, что особенно важно для шкалы Сковрон и др. [20], с которой в настоящей работе получены оценки кинематических параметров.

На рис. 3 дано распределение цефеид моложе 120 млн. лет в проекции на галактическую плоскость  $XY$ . Использована система координат, в которой ось  $X$  направлена от центра Галактики на Солнце, направление оси  $Y$  совпадает с направлением вращения Галактики. Здесь и далее расстояния до цефеид из работы [20] были увеличены на 10%.

На рис. 4 даны круговые скорости вращения  $V_{\text{circ}}$  цефеид в зависимости от расстояния  $R$ . Дана кривая вращения Галактики, которая построена с параметрами, указанными во втором столбце нижней части табл. 1. Эта кривая вращения Галактики была использована для вычисления



**Рис. 1.** Расстояния до цефеид из работы [20] в зависимости от вычисленных через тригонометрические параллаксы каталога Gaia EDR3 без учета поправки  $\Delta\pi$ , дана диагональная линия совпадения.

остаточных круговых скоростей вращения цефеид  $\Delta V_{\text{circ}}$ .

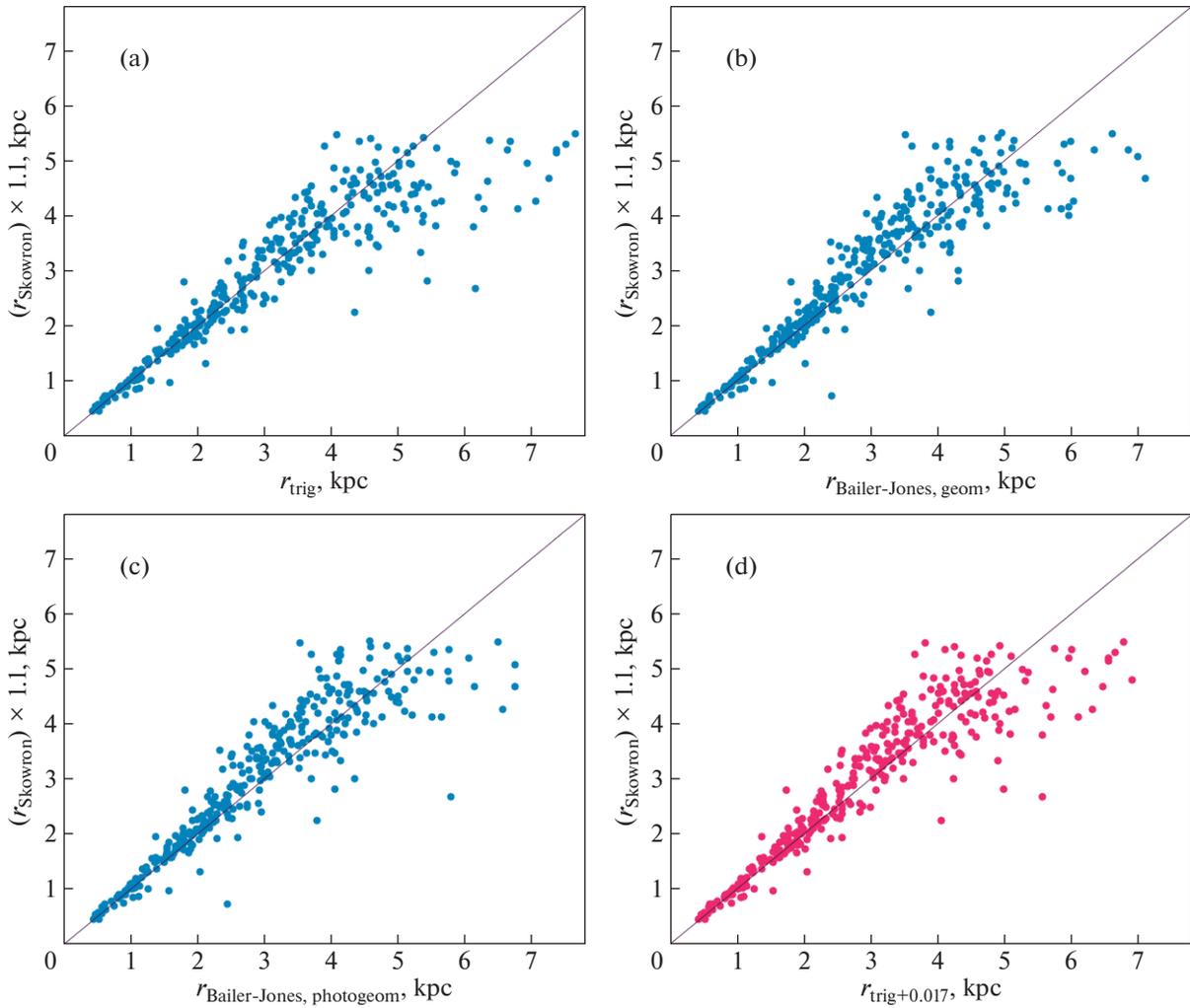
Найденные в настоящей работе значения параметров вращения Галактики находятся в хорошем согласии с результатами их определения по другим галактическим источникам. Например, в работе [33] по данным о 130 галактических мазерах с измеренными тригонометрическими параллаксами были найдены компоненты скорости Солнца  $(U_{\odot}, V_{\odot}) = (11.40, 17.23) \pm (1.33, 1.09)$  км/с, и следующие значения параметров кривой вращения Галактики:  $\Omega_0 = 28.93 \pm 0.53$  км/с/кпк,  $\Omega'_0 = -3.96 \pm 0.07$  км/с/кпк<sup>2</sup> и  $\Omega''_0 = 0.87 \pm 0.03$  км/с/кпк<sup>3</sup>,  $V_0 = 243 \pm 10$  км/с для найденного значения  $R_0 = 8.40 \pm 0.12$  кпк.

Отметим, что в каталоге [20] имеются как цефеиды, пульсирующие в фундаментальной моде, так и в первом обертоне. Для каждой из двух мод пульсаций были использованы слегка отличающиеся калибровки, что может сказаться на шкалах расстояний.

Среди 363 отобранных нами цефеид сильно доминируют цефеиды с фундаментальной модой пульсаций — их 308, а пульсирующих в первом обертоне всего 55. В табл. 2 даны кинематические параметры, полученные по 308 цефеидам с фун-

даментальной модой пульсаций. Значения кинематических параметров из табл. 2 необходимо сравнивать с теми, что даны в нижней части табл. 1. Отметим, что такое сравнение не обнаруживает существенных отличий между всеми параметрами. Наиболее важным является то, что согласно данным табл. 2 значение масштабного фактора  $p$  составляет  $1.01 \pm 0.04$ . Это говорит о том, что эти цефеиды отлично согласуются с предложенной корректировкой шкалы Сковрон и др. [20]. Таким образом, не имеется различий между результатами, полученными по наиболее однородной в смысле моды пульсаций и смешанной выборками цефеид.

По скоростям  $V_R$ ,  $\Delta V_{\text{circ}}$  и  $W$  был проведен спектральный анализ. Результаты отражены на рис. 5, где даны скорости  $V_R$ ,  $\Delta V_{\text{circ}}$  и  $W$  в зависимости от расстояния  $R$ , а также соответствующие спектры мощности. По скоростям  $V_R$  и  $\Delta V_{\text{circ}}$  получены следующие оценки:  $f_R = 5.5 \pm 2.0$  км/с,  $f_{\theta} = 7.1 \pm 2.0$  км/с,  $\lambda_R = 1.9 \pm 0.5$  кпк ( $i_R = -8.3 \pm 2.5^\circ$  для  $m = 4$ ) и  $\lambda_{\theta} = 2.6 \pm 0.5$  кпк ( $i_{\theta} = -11.4 \pm 2.8^\circ$  для  $m = 4$ ),  $(\chi_{\odot})_R = -208 \pm 16^\circ$  и  $(\chi_{\odot})_{\theta} = -185 \pm 18^\circ$ . Вертикальные скорости (рис. 5e и 5f) также демонстрируют периодичность, хотя и с меньшей амплитудой,  $f_W = 3.9 \pm 2.0$  км/с,



**Рис. 2.** Расстояния до цефеид из работы [20], удлинённые на 10%, в зависимости от расстояний, вычисленных через тригонометрические параллаксы каталога Gaia EDR3 (a), в зависимости от геометрических расстояний из работы [25] (b), в зависимости от фотогеометрических расстояний из работы [25] (c), и в зависимости от расстояний, вычисленных через тригонометрические параллаксы каталога Gaia EDR3 с учетом поправки  $\Delta\pi = -0.017$  мсд (d). На каждой панели дана диагональная линия совпадения.

$\lambda_W = 2.4 \pm 0.5$  кпк ( $i_W = -10.7 \pm 2.7^\circ$  для  $m = 4$ ) и  $(\chi_c)_W = -138 \pm 18^\circ$ . Отметим, что значения длины волны  $\lambda$ , найденные по скоростям  $V_R$  и  $\Delta V_{\text{circ}}$ , довольно сильно различаются.

Мы также провели совместный спектральный анализ скоростей  $V_R$  и  $\Delta V_{\text{circ}}$ . Здесь предполагается, что имеется одно значение длины волны и фазы Солнца в волне плотности для обоих видов скоростей. Результаты отражены на рис. 6. При этом подходе были получены следующие оценки:  $f_R = 2.7 \pm 1.7$  км/с,  $f_\theta = 4.4 \pm 1.7$  км/с и  $\lambda_R = 2.6 \pm 0.5$  кпк.

Мы склоняемся к тому, что результаты отдельных решений более надежные, в особенности результаты отдельного решения радиальных скоростей. Так, значимость пика на спектре мощ-

ности в случае совместного решения (рис. 6) составляет 0.986. Значимость пика на спектре мощности при отдельном анализе тангенциальных скоростей (рис. 5d) составляет 0.985, а при отдельном анализе радиальных скоростей (рис. 5b) составляет 0.990. К слову сказать, значимость пика на спектре мощности при отдельном анализе вертикальных скоростей (рис. 5f) составляет 0.616. Это с формальной точки зрения.

С другой стороны, из рис. 5 и 6 видно сильное отличие фазы Солнца в волне. Наиболее приближенной к ожидаемой является волна в радиальных скоростях, найденная при отдельном анализе (рис. 5a). Действительно, из рис. 3 можем видеть сильную концентрацию цефеид к отрезку спирального рукава Киля-Стрельца на расстоянии  $R \sim 7$  кпк. Согласно модели Линя, Шу [27],

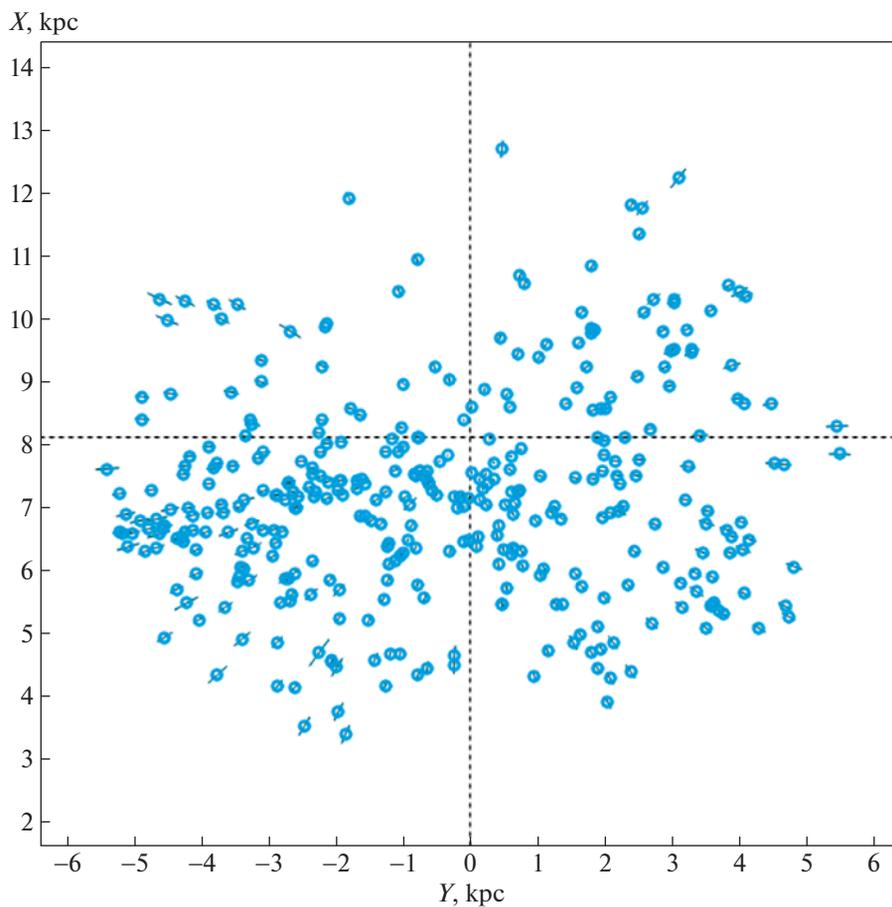


Рис. 3. Распределение анализируемой выборки цефеид в проекции на галактическую плоскость  $XY$ .

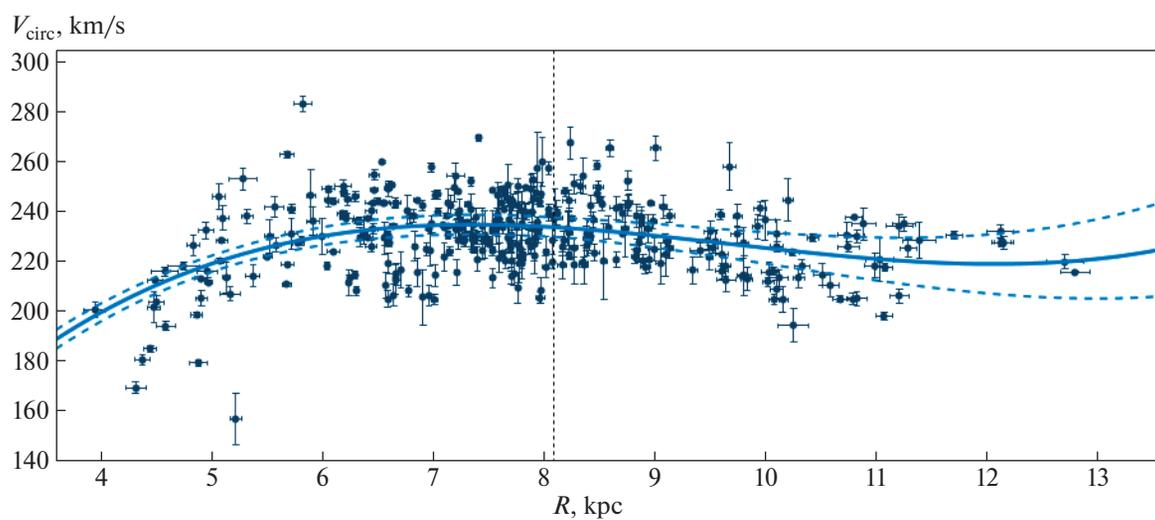
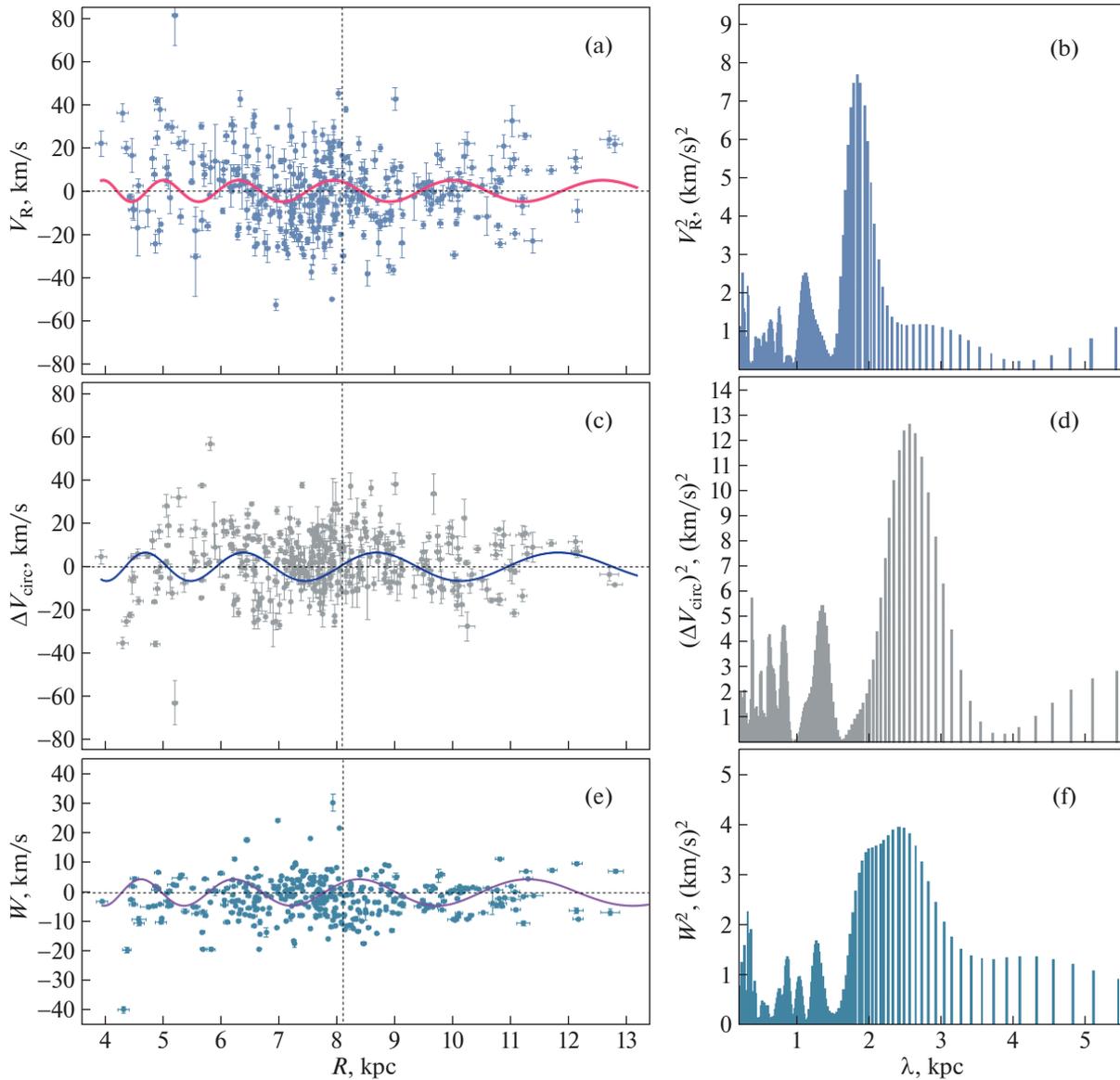


Рис. 4. Круговые скорости вращения  $V_{\text{circ}}$  цефеид в зависимости от расстояния  $R$ . Дана кривая вращения Галактики с границами доверительных областей, соответствующих уровню  $1\sigma$ , вертикальной линией отмечено положение Солнца.

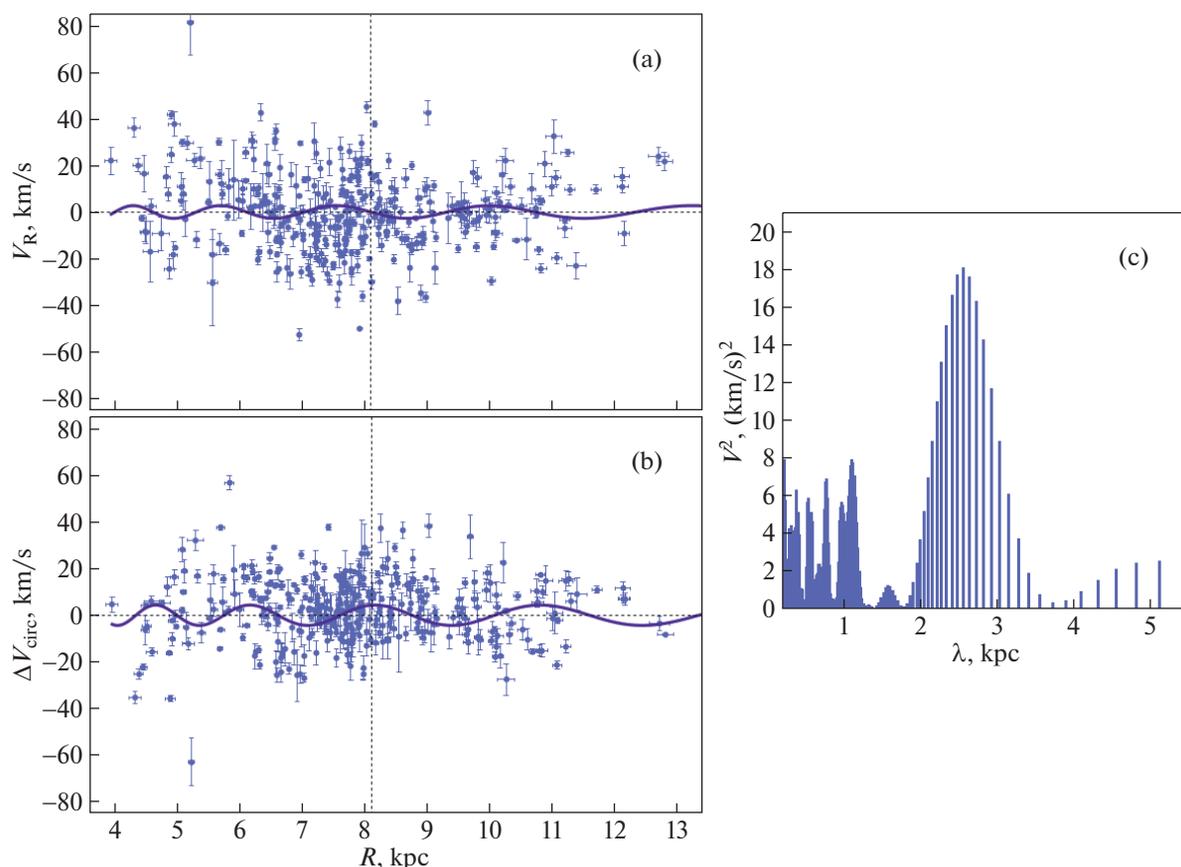


**Рис. 5.** Радиальные скорости  $V_R$  в зависимости от расстояния  $R$  анализируемой выборки цефеид (а), спектр мощности этой выборки (б), остаточные скорости вращения  $\Delta V_{\text{circ}}$  цефеид (с) и их спектр мощности (д), вертикальные скорости  $W$  цефеид (е) и их спектр мощности (ф).

скорость возмущения  $f_R$  в центре спирального рукава (при  $R \sim 7$  кпк) должна быть направлена к центру Галактики (т.е. должна иметь отрицательное значение на графике), что можем наблюдать на рис. 5а, но не на рис. 6а. Отметим, что радиальные скорости представляют в этой задаче наибольший интерес, так как они не зависят от учета кривой вращения.

Найденные в настоящей работе параметры можем сравнить с оценками, полученными в работе [13], по выборке цефеид моложе 90 млн. лет (так же с расстояниями Сковрон и др. [20], но с соб-

ственными движениями из каталога Gaia DR2):  $f_R = 12.0 \pm 2.6$  км/с,  $f_\theta = 8.9 \pm 2.5$  км/с,  $\lambda_R = 2.5 \pm 0.3$  кпк ( $i_R = -10.8 \pm 3.1^\circ$  для  $m = 4$ ) и  $\lambda_\theta = 2.7 \pm 0.5$  кпк ( $i_\theta = -11.8 \pm 3.1^\circ$  для  $m = 4$ ). Это сравнение показывает, что отличное согласие оценок в тангенциальном направлении  $f_\theta$ ,  $\lambda_\theta$ ,  $i_\theta$  и меньшее согласие оценок в радиальном направлении. Различие обусловлено характером выборок. В нашем случае имеем ограничение выборки по расстоянию с доминированием цефеид, принадлежащим отрезку спирального рукава Кили-Стрельца (рис. 3).



**Рис. 6.** Радиальные скорости  $V_R$  (a) и остаточные скорости вращения  $\Delta V_{\text{circ}}$  цефеид (b) в зависимости от расстояния  $R$ , спектр мощности, полученный в результате совместного подхода (c).

Интересно также отметить работу Локтина, Поповой [34], в которой проанализирована кинематика около 1000 рассеянных звездных скоплений (РЗС) различного возраста с собственными движениями звезд из каталога Gaia DR2 и получены следующие оценки:  $f_R = 4.6 \pm 0.7$  км/с и  $f_\theta = 1.1 \pm 0.4$  км/с.

В работе [35] спектральный анализ был применен к пространственным скоростям 233 молодых

РЗС с собственными движениями и параллаксами из каталога Gaia EDR3. Было показано принципиальное согласие в значениях длины волны и скорости возмущений, найденных независимо по каждому виду скоростей, и получены следующие оценки:  $\lambda_R = 3.3 \pm 0.5$  кпк и  $\lambda_\theta = 2.6 \pm 0.6$  кпк, где  $i_R = -14.5 \pm 2.1^\circ$  и  $i_\theta = -11.4 \pm 2.6^\circ$  для  $m = 4$  и принятому  $R_0 = 8.1 \pm 0.1$  кпк. Амплитуды радиальных и тангенциальных скоростей возмущений

**Таблица 2.** Кинематические параметры, найденные по 308 цефеидам с фундаментальной модой пульсаций

Параметры	$V_r + V_l + V_b$	$V_r$	$V_l$
$U_\odot$ , км/с	$8.77 \pm 0.69$	$9.54 \pm 1.34$	$8.34 \pm 1.08$
$V_\odot$ , км/с	$12.68 \pm 0.88$	$13.81 \pm 1.23$	$7.98 \pm 2.01$
$W_\odot$ , км/с	$8.27 \pm 0.79$		
$\Omega_0$ , км/с/кпк	$28.52 \pm 0.25$		$28.99 \pm 0.37$
$\Omega'_0$ , км/с/кпк <sup>2</sup>	$-3.877 \pm 0.068$	$-3.870 \pm 0.099$	$-3.911 \pm 0.136$
$\Omega''_0$ , км/с/кпк <sup>3</sup>	$0.641 \pm 0.047$	$0.619 \pm 0.093$	$0.575 \pm 0.085$
$\sigma_0$ , км/с	11.84	14.00	14.27

Примечание. Расстояния из работы [20] были увеличены на 10%.

составили  $f_R = 9.1 \pm 0.8$  км/с и  $f_\theta = 4.6 \pm 1.2$  км/с соответственно.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено сравнение расстояний до цефеид, полученных на основе соотношения “период–светимость”, с расстояниями, опирающимися на тригонометрические параллаксы каталога Gaia. Для этого использована выборка молодых цефеид из работы [20]. Это 363 цефеиды моложе 120 млн. лет, которые расположены не далее 5 кпк от Солнца. Показано, что шкалу Сковрон и др. [20] необходимо удлинить примерно на 10%.

Показано, что скорректированная шкала Сковрон и др. [20] находится в хорошем согласии со шкалой, основанной на тригонометрических параллаксах каталога Gaia EDR3, в которой учтена систематическая поправка  $\Delta\pi$ . Скорректированная шкала Сковрон и др. [20] также находится в хорошем согласии со шкалами из работы Байлера-Джонса и др. [25].

С использованием скорректированной шкалой расстояний Сковрон и др. [20] получены новые оценки групповой скорости Солнца и параметров вращения Галактики. Проведен также спектральный анализ скоростей  $V_R$  и  $\Delta V_{\text{circ}}$  с целью оценки параметров галактической спиральной волны плотности.

При совместном решении кинематических уравнений получены следующие оценки:  $(U_\odot, V_\odot, W_\odot) = (9.03, 11.58, 8.01) \pm (0.65, 0.81, 0.62)$  км/с, а также:  $\Omega_0 = 28.87 \pm 0.23$  км/с/кпк,  $\Omega'_0 = -3.894 \pm \pm 0.063$  км/с/кпк<sup>2</sup> и  $\Omega''_0 = 0.602 \pm 0.044$  км/с/кпк<sup>3</sup>, где ошибка единицы веса составила  $\sigma_0 = 11.89$  км/с и  $V_0 = 233.9 \pm 3.4$  км/с (для принятого расстояния  $R_0 = 8.1 \pm 0.1$  кпк). Здесь были использованы расстояния до цефеид из работы [20], умноженные на коэффициент 1.1. Используемая выборка на 85% состоит из цефеид с фундаментальной модой пульсаций. Показано, что не имеется существенных различий между оценками кинематических параметров, найденных по однородной в смысле моды пульсаций и смешанной выборками цефеид.

На основе отдельного спектрального анализа – радиальных  $V_R$ , остаточных тангенциальных  $\Delta V_{\text{circ}}$  и вертикальных скоростей получены следующие оценки:  $f_R = 5.5 \pm 2.0$  км/с,  $f_\theta = 7.1 \pm \pm 2.0$  км/с,  $f_W = 3.9 \pm 2.0$  км/с,  $\lambda_R = 1.9 \pm 0.5$  кпк ( $i_R = -8.3 \pm 2.5^\circ$  для  $m = 4$ ),  $\lambda_\theta = 2.6 \pm 0.5$  кпк ( $i_\theta = -11.4 \pm 2.8^\circ$  для  $m = 4$ ),  $\lambda_W = 2.4 \pm 0.5$  кпк ( $i_W = -10.7 \pm 2.7^\circ$  для  $m = 4$ ),  $(\chi_\odot)_R = -208 \pm 16^\circ$ ,  $(\chi_\odot)_\theta = -185 \pm 18^\circ$  и  $(\chi_\odot)_W = -138 \pm 18^\circ$ . При этом анализе также расстояния до цефеид из работы [20] были умножены на коэффициент 1.1.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны рецензенту за полезные замечания, которые способствовали улучшению статьи.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. H. S. Leavitt, Ann. Harvard College Observ. **60**, 87 (1908).
2. H. S. Leavitt and E. C. Pickering, Harvard College Observ. Circ. **173**, 1 (1912).
3. *The HIPPARCOS and Tycho Catalogues*, ESA SP-1200 (1997).
4. M. Feast and P. Whitelock, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **291**, 683 (1997).
5. A. M. Mel'nik, P. Rautiainen, L. N. Berdnikov, A. K. Dambis, and A. S. Rastorguev, Astron. Nachricht. **336**, 70 (2015).
6. A. M. Mel'nik, A. K. Dambis, and A. S. Rastorguev, Astron. Letters **25**, 518 (1999).
7. V. V. Bobylev and A. T. Bajkova, Astron. Letters **38**, 638 (2012).
8. A. K. Dambis, L. N. Berdnikov, Yu. N. Efremov, A. Yu. Kniazev, et al., Astron. Letters **41**, 489 (2015).
9. I. I. Nikiforov and A. V. Veselova, Astron. Letters **44**, 81 (2018).
10. A. V. Veselova and I. I. Nikiforov, Res. Astron. and Astrophys. **20**, 209 (2020).
11. X. Chen, S. Wang, L. Deng and R. de Grijs, Astrophys. J. **859**, id. 137 (2018).
12. D. Kawata, J. Bovy, N. Matsunaga and J. Baba, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **482**, 40 (2019).
13. V. V. Bobylev, A. T. Bajkova, A. S. Rastorguev, and M. V. Zabolotskikh, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **502**, 4377 (2021).
14. J. D. Fernie, Astron. J. **73**, 995 (1968).
15. L. N. Berdnikov, Astron. Letters **13**, 45 (1987).
16. V. V. Bobylev, Astron. Letters **39**, 753 (2013).
17. S. M. Andrievsky, J. R. D. Lépine, S. A. Korotín, R. E. Luck, V. V. Kovtyukh, and W. J. Maciel, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **428**, 3252 (2013).
18. V. A. Marsakov, V. V. Koval', V. V. Kovtyukh, and T. V. Mishenina, Astron. Astrophys. Trans. **28**, 367 (2014).
19. V. V. Kovtyukh, S. M. Andrievsky, R. P. Martin, S. A. Korotín, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **489**, 2254 (2019).
20. D. M. Skowron, J. Skowron, P. Mróz, A. Udalski, et al., Science **365**, 478 (2019).
21. P. Mróz, A. Udalski, D. M. Skowron, J. Skowron, et al., Astrophys. J. **870**, id. L10 (2019).
22. A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, et al., Astron. and Astrophys. **616**, id. 1 (2018).
23. A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, et al., Astron. and Astrophys. **649**, id. 1 (2021).
24. T. E. Lutz and D. H. Kelker, Publ. Astron. Soc. Pacific **85**, 573 (1973).

25. *C. A. L. Bailer-Jones, J. Rybizki, M. Fouesneau, M. Demleitner, and R. Andrae*, *Astron. J.* **161**, id. 147 (2021).
26. *V. V. Bobylev and A. T. Bajkova*, *Astron. Rep.* **65**, 498 (2021).
27. *C. C. Lin and F. H. Shu*, *Astrophys. J.* **140**, 646 (1964).
28. *A. T. Bajkova and V. V. Bobylev*, *Astron. Letters* **38**, 549 (2012).
29. *A. Udalski, M. K. Szymański, and G. Szymański*, *Acta Astronomica* **65**, 1 (2015).
30. *R. I. Anderson, H. Saio, S. Ekström, C. Georgy, and G. Meynet*, *Astron. and Astrophys.* **591**, id. A8 (2016).
31. *L. Lindgren, S. A. Klioner, J. Hernández, A. Bombrun, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **649**, id. A2 (2021).
32. *M. V. Zabolotskikh, A. S. Rastorguev, and A. K. Dambis*, *Astron. Letters* **28**, 454 (2002).
33. *A. S. Rastorguev, N. D. Utkin, M. V. Zabolotskikh, A. K. Dambis, A. T. Bajkova, and V. V. Bobylev*, *Astrophys. Bull.* **72**, 122 (2017).
34. *A. V. Loktin and M. E. Popova*, *Astrophys. Bull.* **74**, 270. (2019).
35. *V. V. Bobylev and A. T. Bajkova*, *Astron. Letters* **48**, 9 (2022).

## РЕВИЗОВАННАЯ ВЕРСИЯ НОВОГО КАТАЛОГА ЗВЕЗД, ЗАПОДОЗРЕННЫХ В ПЕРЕМЕННОСТИ БЛЕСКА, NSV RELEASE 2

© 2022 г. Е. В. Казаровец<sup>1,\*</sup>, Н. Н. Самусь<sup>1,2</sup>, О. В. Дурлевиц<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга при МГУ им. М.В. Ломоносова,  
Москва, Россия

\*E-mail: helene@inasan.ru

Поступила в редакцию 17.03.2022 г.

После доработки 12.04.2022 г.

Принята к публикации 16.05.2022 г.

В работе представлена электронная версия NSV Release 2 “Нового каталога звезд, заподозренных в переменности блеска”. Дано подробное пофайловое описание предлагаемой новой версии каталога. По структуре каталог сохранен как исторический документ, однако представленная в нем информация существенно изменена по сравнению с первой электронной версией. Многократно улучшена позиционная точность объектов каталога, пересмотрены фотометрические и спектральные данные для большинства из них. Изменены примечания. В отсутствие поисковых карт перераскрыта переменность 2800 звезд каталога, несмотря на большие ошибки опубликованных для них координат. По фотометрическим данным различных обзоров неба изучено и переведено в Общий каталог переменных звезд около 5000 звезд NSV.

*Ключевые слова:* переменные звезды, каталоги переменных звезд

DOI: 10.31857/S0004629922080060

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В этой работе мы представляем итоги ревизии и переработанную электронную версию печатного издания “Нового каталога звезд, заподозренных в переменности блеска” [1]. Это был третий по счету каталог такого рода, изданный в СССР, с момента передачи Исполнительным комитетом Международного астрономического союза советским исследователям в 1946 г. функций ведения астрономической базы данных, составлению и печати каталогов по переменным звездам и заподозренным переменным. До второй мировой войны эти функции исполнялись немецким Астрономическим обществом. Однако в последние предвоенные годы большая работа по библиографии переменных звезд также проводилась и в СССР: в Астрономическом институте им. П.К. Штернберга Московского государственного университета (ГАИШ) были составлены полная библиографическая картотека исследований переменных звезд, много вспомогательных таблиц и специальных каталогов. Поэтому работа была поручена объединенной группе сотрудников ГАИШ и Комиссии переменных звезд Академии наук СССР (затем Астрономического совета АН СССР, ныне Институт астрономии РАН – ИНАСАН).

Исторические аспекты становления работ по созданию каталогов переменных звезд от самых первых списков с десятками переменных до последнего издания, охватывающего уже несколько десятков тысяч переменных объектов как нашей Галактики, так и других галактик, описали Самусь и др. [2] и Казаровец [3]. По принятым в 1947 г. правилам обозначения переменных звезд окончательному обозначению и включению в Общий каталог переменных звезд (ОКПЗ) [4] подлежат звезды с надежно установленной переменностью блеска, для которых можно указать возможный тип переменности. Переменные звезды, не удовлетворяющие этим условиям, включаются в каталоги звезд, заподозренных в переменности блеска.

За 50 лет объединенной группой Астрономического совета (в дальнейшем ИНАСАН) и ГАИШ было подготовлено и напечатано 4 издания ОКПЗ (3 из них многотомные) и 3 книги каталога заподозренных переменных: “Каталог звезд, заподозренных в переменности” (КЗП 1951) [5], “Второй каталог звезд, заподозренных в переменности блеска” (КЗП 1965) [6], и “Новый каталог звезд, заподозренных в переменности блеска” [1]. Звезды последнего каталога сокра-

шенно обозначаются латинским префиксом NSV (New Suspected Variable) перед номером.

Каталог NSV [1] вообрал в себя 8856 звезд, оставшихся неизученными с момента выпуска КЗП 1951 [5] и КЗП 1965 [6], и дополнительно 5954 звезды, заподозренные в переменности с 1965 до 1973 г. Авторы вынуждены были включить в этот каталог некоторые даже хорошо изученные переменные из-за их близкого расположения по координатам к уже обозначенным в ОКПЗ переменным. Вследствие отсутствия поисковых карт или для звезд ОКПЗ, или для этих вновь открытых и хорошо исследованных переменных либо точных координат для тех и других нельзя было провести их идентификацию и дать однозначное заключение об их тождественности. Без этого невозможно избежать повторного обозначения уже известной переменной.

Отличие каталога NSV [1] по форме от двух первых бумажных изданий (КЗП 1951 [5] и КЗП 1965 [6]) заключалось в том, что каталог, также в виде книги, впервые не был набран с рукописи в типографии (как каталоги 1950-х годов) и не распечатан с макета, подготовленного на наборно-пишущей машине (как каталоги 1960-х годов). Основные таблицы были записаны на магнитную ленту и распечатаны с нее на ЭВМ БЭСМ-4М Вычислительной лаборатории ГАИШ. Однако специфика машинной печати в те годы состояла в использовании только заглавных букв, что повлекло за собой, в частности, написание символического сокращения типов переменности только большими буквами (но это не вызывает каких-либо неудобств даже в настоящее время).

Структура представления информации, сохранившейся в бумажной версии каталога NSV, ничем не отличалась от предыдущих каталогов подобного типа за исключением того, что впервые в практике работ группы ОКПЗ представленные экваториальные координаты и прецессия вычислены для равноденствия 1950.0, а не 1900.0. Но формат, в котором приводились экваториальные координаты, остался прежним — до секунды времени по прямому восхождению и до десятой доли минуты дуги по склонению. В сведениях о пределах изменения блеска введено такое новшество: в столбце, куда заносится величина в минимуме блеска, теперь можно встретить амплитуду изменения блеска, значение которой заключено в круглые скобки.

Все звезды печатного издания каталога NSV (14812) собраны в одну таблицу, а не в две, как в предыдущих изданиях. После основной таблицы даны примечания на русском и английском языках, а также список литературных источников (подробное описание каталога см. на сайте ОКПЗ <http://www.sai.msu.ru/gcvs/gcvs/nsv/readme.txt>).

В конце каталога помещена таблица идентификаций звезд NSV с номерами объектов из основных обзоров неба: Байера, Флемстида, BS, HD, BD, CoD, CPD, SAO, ADS, IRC, NGC, КЗП, Циннера, Прагера, звезд в туманности Ориона Паренаго, а также с номерами предварительных обозначений переменных звезд: системой по годам — AN (Astronomische Nachrichten), по странам — СПЗ/SVS (СССР), по обсерваториям — HV (Гарвард), S (Зоннеберг), BV (Бамберг), VV (Ватикан), HBV (Гамбург — Бергедорф) и первооткрывателям — GR (Романо), Wr (Вебер), Inn (Иннес), Ross (Росс) и др. Соответствующие ссылки можно найти на web-странице группы ОКПЗ в разделе аббревиатур используемых каталогов и списков: <http://www.sai.msu.ru/gcvs/gcvs/iv/html>.

## 2. О РАБОТЕ НАД ВЕРСИЕЙ 2 КАТАЛОГА NSV

### 2.1. Астрометрические программы

Астрометрический аспект каталогизации переменных звезд стал наиболее важным в связи с поступлением первых материалов обработки фотометрических данных, зарегистрированных спутником Hipparcos при выполнении программы наблюдений 1989–1993 г., и дальнейшим быстрым ростом числа переменных с началом автоматических наблюдений на космических и наземных телескопах и массовых открытий переменных звезд. Поэтому к 1990 г. остро встал проблема улучшения точности координат переменных звезд. Прежняя точность (десятая доля угловой минуты и более) стала уже недостаточной для уверенного отождествления слабых звезд, не входящих в старые позиционные каталоги, особенно в густонаселенных звездами полях.

В 1992 г. отделом астрометрии ГАИШ в целом закончена работа над “четыремиллионным” астрографическим каталогом [7]. Каталог AC базировался на астрографических каталогах конца IX—начала XX веков Carte du Ciel, составленных на многих обсерваториях по всему миру (первая эпоха), с редукцией по современным астронагатам (вторая эпоха) и предоставлял пользователям, помимо точных координат, также и собственные движения для звезд до 12 звездной величины. Каталог так и не был доведен до совершенства с точки зрения разработчиков и не вышел в свет. Но часть полученных измерений была использована при составлении Дополнения к каталогу собственных движений PPM [8] для звезд до 10 звездной величины.

Другим приложением “четыремиллионника” в отделе астрометрии стала программа составления АКПЗ (ACVS) — Астрометрического каталога переменных звезд Гуляева и Ашимбаевой [9]. Он со-

держит высокоточные астрометрические параметры для 21 478 звезд из каталогов ОКПЗ и NSV, которые были идентифицированы с каталогами FK5, PPM, AC и GSC. Звезды без поисковых карт или без ссылок на обзоры неба *Durchmusterung* в каталог не включены. К сожалению, каталог АКПЗ [9] до сих пор не доступен публично ни на сайте отдела, ни в Страсбургском центре астрономических данных (CDS), но в 2000 г. был любезно предоставлен группе ОКПЗ авторами.

В числе первых попыток значительного улучшения стандартной точности координат каталогизированных переменных звезд командой ОКПЗ было создание Дополнения из 11 206 звезд к каталогу NSV [10], а объемная работа по улучшению точности координат более 40 000 звезд Общего каталога переменных звезд и переводу их на равноденствие J2000.0 закончена в 2005 г. [11–13]. Спустя три года коллектив ОКПЗ завершил также астрометрическую программу по замене прямоугольных координат на экваториальные высокой точности для 3398 переменных звезд в 103 шаровых скоплениях [14].

Анализ каталога АКПЗ [9] выявил некоторые его особенности. Главное, что при наличии более глубоких каталогов, о которых речь пойдет дальше, авторы ограничили свои поиски слабых звезд только Каталогом гидировочных звезд Космического телескопа им. Хаббла (GSC) с предельной звездной величиной 14–15 в разных полях [15]. Это позволило составителям каталога АКПЗ отождествить только половину звезд ОКПЗ и NSV, имеющих опубликованные поисковые карты. При этом, как показала проверка, небольшая часть звезд была отождествлена ошибочно или пропущена. Поэтому команда ОКПЗ всю работу по астрометрии ОКПЗ провела заново, дополнив отождествления с каталогами слабых звезд и проведя измерения координат переменных, отсутствующих и в этих каталогах.

В 2010 г. стартовал проект NSV (Release 2) переработки старой электронной версии основного каталога NSV [16] не только с астрометрической точки зрения, но и с пересмотром астрофизических параметров, заложенных в каталоге, с использованием новых методик, разработанных при создании электронной версии Дополнения к NSV и астрометрии ОКПЗ, а также со снятием форматных ограничений, возникших в печатном издании, изменением примечаний и расширением списка каталогов для идентификации.

## 2.2. Историческая часть каталога

С целью сохранения каталога как исторического документа было решено не пересматривать ту информацию основной таблицы NSV, на основании которой объекты были внесены в каталог.

Сохранена нумерация и порядок звезд в таблице, несмотря на случаи инверсии координат равноденствия B1950.0 после их уточнения. Остались, как правило, без изменений предполагаемые типы переменности, данные первооткрывателями или авторами-исследователями, пределы изменений блеска и литературные ссылки, соответствующие сообщениям о возможной переменности. Убраны за ненадобностью значения прецессии, которые могут быть легко вычислены по координатам. Для небольшого числа звезд были уточнены фотометрические системы приводимых в каталоге звездных величин; написание типов переменности приведено в соответствии с описанием конкретных типов в ОКПЗ. В частности, тип L для плохо изученных медленных переменных был преобразован в LV для заведомо красных звезд. Исправлены найденные опечатки, восполнены пропущенные данные.

Первоначально предполагалось провести работу только по улучшению точности координат, но время внесло свои коррективы. По ходу работы возникали и решались некоторые дополнительные задачи. Одна из них — отсутствие в цитируемых публикациях (и, как следствие, в каталоге) значений звездных величин некоторых переменных. Как правило, это касалось более слабых звезд, не входящих в упомянутые в разделе 1 старые обзоры неба *Durchmusterung* (BD, CoD, CPD) или HR, HD и т.п. Например, в лучшем случае исследователи в своих публикациях приводили только амплитуду изменения блеска или разность блеска между переменной и звездой сравнения, а в худшем — ни того, ни другого, а только сообщение о возможной переменности по тем или иным критериям. Так, для 830 звезд NSV в статьях об открытии при наличии поисковых фотокарт не был указан блеск звезды. Для таких объектов нами были заимствованы оценки звездных величин из каталогов GSC2.3 (Guide Star Catalog version 2.3) [17] либо из каталогов астрометрических стандартов Морской обсерватории США USNO-A2.0 [18] или USNO-B1.0 [19] с пределами звездных величин 21–23 в разных полях. Мы использовали упомянутые стандарты в качестве звезд сравнения в случаях отсутствия в американских каталогах интересующих нас звезд и оценивали блеск последних привязкой к известным звездным величинам по изображениям из архива цифрового обзора Научного института Космического телескопа имени Хаббла (Hubble Space Telescope Science Institute) или изображениям Атласа неба Aladin Страсбургского центра астрономических данных (CDS). Также фотографические звездные величины для многих ярких и относительно ярких звезд по возможности были заменены нами на фотоэлектрические (как правило, в полосе V). Значения были взяты либо из Страсбургской базы астрономических данных

SIMBAD, либо из фотометрии современных обзоров неба.

### 2.3. Улучшение позиционной точности

Без выполнения работы по поиску самих переменных, их отождествлению и определению координат каждой имеющейся в ОКПЗ и NSV звезды невозможно в дальнейшем производить быструю проверку на тождественность больших массивов новых переменных звезд в автоматическом режиме. Поэтому основной объем работы по пересмотру данных в каталоге NSV пришелся на позиционную часть. Четверть этого объема — более 3700 ярких звезд, присутствующих в старых обзорах неба, — уже имела в прошлом веке высокоточные координаты на равноденствие B1950.0 (например, в астрометрических каталогах GC [20] или SAO [21]), но координаты были специально закруглены до  $0.1''$  под существовавший тогда формат каталогов переменных звезд. Для этих звезд из современных астрометрических каталогов Hipparcos [22] и Tycho2 [23] мы заимствовали позиции с точностью  $0.01''$  и собственные движения на равноденствие J2000.0.

Способы поиска более слабых звезд и дальнейшую их идентификацию с современными позиционными каталогами можно разделить на две группы — для имеющих опубликованные поисковые карты и для не имеющих таковых. Звезды первой группы искать относительно легко при наличии фотографической или хорошей рисованной карты окрестностей и координат с ошибкой, не превышающей размер поля карты. Иначе поиск затягивался на неопределенно большое время. По полученной статистике, ошибки опубликованных первооткрывателями координат достигали величин от десятых долей угловой минуты до 1 градуса. После сравнения карт с небом координаты слабых звезд, как правило, заимствовались нами в астрометрических каталогах 2MASS (Two Micron All-Sky Survey) [24], UCAC2 (The Second U.S. Naval Observatory CCD Astrograph Catalog) [25], Gaia DR2 [26] и в некоторых других. Позиции небольшой части звезд (около 110) измерены авторами. Поиску звезд второй группы мы посвящаем раздел 2.4 нашей статьи.

Мы с благодарностью вспоминаем ту неоценимую помощь, которую нам оказали американские астрономы М. Хейзен и Д. Уильямс в поисках переменных, открытых на Гарвардской обсерватории, но не имеющих опубликованных поисковых карт. В период с 2000 по 2006 г. они по отметкам на фотопластинках, снятых на обсерватории, или по зарисовкам карт окрестностей в журналах наблюдений отождествили с небом и прислали нам более 3000 изображений площадок

$15' \times 15'$  цифровых обзоров неба (DSS) для ОКПЗ и около 600 изображений для каталога NSV с указанием переменных.

### 2.4. Поиск объектов каталога

Как мы и предполагали, самым трудоемким процессом оказалось обнаружение переменной в отсутствие поисковой карты. В отличие от ОКПЗ, где в настоящее время задача однозначного отождествления из-за отсутствия поисковых карт и, как следствие, точных координат так и остается нерешенной для относительно небольшого числа звезд (214 из около 58000), в каталоге NSV на начало работы число звезд без поисковых карт или с ошибочными картами составляло 3105, или 21% звезд каталога. Их предстояло найти и идентифицировать. Поиск не предполагал 100% успеха, так как опыт анализа фотометрии, имевшейся для звезд, отождествленных по картам, показал, что немало среди них заподозрены в переменности ошибочно.

Мы использовали разные варианты решения задачи поиска. Во-первых, для некоторых звезд первооткрыватели публиковали хорошие астрометрические координаты или координаты с ошибкой, не превышающей  $1''$ . В этом случае в неплотных полях мы однозначно выбираем нужную звезду. Во-вторых, мы воспользовались возможностью самим нарисовать поисковые карты. Речь идет о большом количестве звезд из избранных площадок (SA) Каптейна ([27] и др.), чья переменность была заподозрена сравнением оценок блеска, опубликованных для них в разных каталогах первой половины прошлого века. К счастью, в некоторых из этих каталогов приведены, помимо прочей информации, также прямоугольные координаты положений звезд относительно определенных центров. Мы использовали значения  $X$ ,  $Y$  (в угловых минутах) для построения карт нужных размеров, когда нам это было необходимо для отождествления. В-третьих, даже при грубых координатах переменные с заметной амплитудой с большой вероятностью могут быть найдены глазомерно путем сравнения нескольких изображений в одном цвете (B, R, I) участков неба заданного размера из архивов цифровых обзоров (POSS, DSS). В-четвертых, в последнее десятилетие в открытом доступе появились электронные архивы ПЗС-наблюдений различных обзоров неба. Можно в поле с заданным радиусом вокруг опубликованной позиции сделать выборку звезд с величинами, согласующимися с фотометрией первооткрывателя, и обработкой архивных данных для них выявить переменную звезду. В случае отсутствия положительного результата поисковые границы можно расширить. Для исследований использовались фотометрические архивы следующих обзоров неба: ASAS-3

(All Sky Automated Survey) [28], NSVS (Northern Sky Variability Survey) [29], CRTS (Catalina Real-time Transient Survey) [30], SuperWASP (Wide Angle Search for Planets) [31], ASAS-SN (Sky Patrol All-Sky Automated Survey for Supernovae) [32, 33]. К сожалению, каждый из этих обзоров имеет те или иные ограничения: высокий предел для слабых или низкий для ярких звезд, только частичный охват северного или южного полушария неба, избегание полосы Млечного Пути, очень плохое разрешение объектов, невысокая точность фотометрии и т.п. Поэтому часть звезд не была найдена в силу этих причин. При этом появление каждого нового обзора в открытом доступе было сильно разнесено по времени, и к пройденным звездам, не найденным к тому моменту, мы уже не возвращались.

### 2.5. Результаты поиска переменности

Ярким примером результатов поиска переменных в отсутствие поисковых карт служит статистика по звездам одного из исследователей. В первой половине прошлого века В. Лейтеном, крупнейшим американским открывателем переменных звезд того времени, была опубликована работа об открытии 2350 новых переменных [34]. Поскольку в работе для них не было ни карт, ни хороших координат, в итоге около половины его звезд (1186) вошли в каталог NSV как не найденные. К настоящему времени нами переоткрыты около 920 переменных, что составляет 78% ненайденной половины звезд Лейтена из цитированной выше работы. Мы обработали имеющиеся для большинства из них архивные наблюдательные данные, установили тип переменности, определили элементы изменения блеска и уже перевели в ОКПЗ 731 звезду. Несмотря на усилия по поиску переменных Лейтена также и других исследователей, пока остались ненайденными 195 звезд.

В целом результаты поиска 3105 заподозренных в переменности звезд без опубликованных или ошибочных поисковых карт таковы. На сегодняшний день найдены более 2800 из них. Всего за время проведения ревизии каталога NSV, параллельно с изучением поведения блеска части звезд по фотометрии из имеющихся в публичном доступе архивов обзоров неба, переведено в ОКПЗ [4] 4858 звезд, что составляет треть каталога NSV. В том числе 52 звезды NSV отождествлено с обозначенными до 1980 г. звездами из ОКПЗ. Также после обновления координат 27 пар звезд NSV попарно отождествились между собой и 4 — со звездами Дополнения к NSV. Среди заподозренных переменных “звезд” выявлено 22 галактики. Остались ненайденными около 300 объектов. Среди них, помимо звезд Лейтена, оказались 43 “потерянные” звезды из каталогов BD, CoD и DO, 16 астероидов и карликовая планета Церера с

известными эфемеридами, а также 16 сомнительных Новых. В последнем случае это могли быть дефекты пластинок или “фантомы” ярких звезд при случайной повторной экспозиции одной и той же пластинки. В остальных случаях предстоит повторение поисков с использованием архивов наблюдений обновляющихся обзоров неба.

### 2.6. Другие изменения в каталоге NSV

В связи с высокой точностью современных позиционных каталогов их можно посредством визуализации представить в качестве поисковых карт. С этой целью мы пользовались программой А.А. Волчкова (ГАИШ) визуализации каталогов SIMFOV [35]. В результате в столбец ссылок на карту там, где таковая отсутствовала, после нахождения звезды мы вводили ссылку на соответствующий блеску звезды каталог: например, “DM” для ярких звезд, “GSC” для относительно ярких звезд, для слабых звезд “USNO” (A2.0/B1.0), для слабых звезд с большими инфракрасными избытками “2MPS” (Two Micron Point Source) и некоторые другие аббревиатуры.

Помимо внесенных изменений, перечисленных выше в этой главе, ревизии подверглись спектральная классификация, примечания и список литературы. Так, в основной таблице обновленной версии каталога NSV для многих звезд дополнены или найдены новые данные о спектрах. В отличие от старого книжного формата, когда для написания спектра было отведено два символа и поэтому все классы светимости были опущены, сейчас записи имеют полновесный вид. Примечания даются только на английском языке (это диктуется требованиями электронной версии). Их количество немного уменьшилось, так как, например, отпала необходимость выносить в примечание длинное обозначение спектрального класса или идентификацию звезды по номеру в рассеянном скоплении из-за создания соответствующей таблицы идентификаций. Убрана и другая повторяющаяся информация. Удалены устаревшие сведения, внесены новые. Значения параметров двойных или кратных систем приведены в соответствие с современным состоянием. Если параметры кратной системы заметно изменялись за время наблюдений, то после их значений приведен последний год, в который произведены измерения. При этом, если в примечаниях не указан конкретный компонент системы, блеск которого заподозрен в переменности, то в основной таблице приводятся координаты главного компонента. Также в примечаниях дана другая полезная информация. Расширен список литературных ссылок (номера с 2894 по 2913). Большая часть этих статей содержит поисковые карты, пропущенные ранее при составлении книжной версии каталога или опубликованные

ликованные позже его выхода в свет. Исправлено множество опечаток. Номенклатура таблиц идентификаций с различными каталогами расширена (подробнее см. в разделе 3). В старых таблицах исправлены найденные ошибки, внесены пропущенные отождествления. Таблицы идентификаций NSV, как и прежде, объединены с таблицами ОКПЗ.

### 3. РЕВИЗОВАННЫЙ КАТАЛОГ NSV

Ревизованный каталог NSV (версия 2) доступен на сайте ОКПЗ <http://www.sai.msu.su/gcvs/gcvs/nsv2/>, а также в виде файлов *nsv2.txt* (основная таблица), *rem.txt* (примечания), *ref.txt* (библиографические ссылки) и *readme.rtf* (описание каталога).

Можно также воспользоваться поиском в базе данных ОКПЗ, в том числе кросс-идентификацией с различными каталогами: <http://www.sai.msu.su/gcvs/cgi-bin/search.htm>.

Файл *nsv2.txt* содержит основную таблицу каталога. Он включает следующую информацию: номер звезды, значок наличия примечания, астрометрические данные, возможный тип переменности (описание типов см. на странице ОКПЗ), блеск в Max и Min, фотометрическая полоса, две литературные ссылки (на исследование и поисковую карту), название звезды в ссылке на исследование, спектральный класс, идентификацию (если есть) с ОКПЗ или NSV. Астрометрические данные представлены экваториальными координатами R.A., Decl. с точностью 0.01" на равноденствие и эпоху J2000.0 и собственными движениями (в случае отсутствия информации о собственных движениях приводится эпоха измерений); даны ссылки на источник астрометрии (расшифровку соответствующих аббревиатур каталогов см. в *readme.rtf*). Координаты ненайденных объектов низкой точности отмечены звездочкой "\*"; координаты с точностью 1" помечены двоеточием ":".

В файле *rem.txt* собраны примечания для 4379 звезд, у которых в основной таблице вслед за номером стоит звездочка "\*". Тематика примечаний обширна: от названия звезды в опубликованном исследовании, которое оказалось длиннее формата, отведенного в основной таблице, до дополнительных астрофизических описаний и данных. О примечаниях см. также в тексте раздела 2.6 данной статьи.

Файл *ref.txt* содержит библиографические ссылки на открытие или исследование переменности и поисковые карты. Отличается от первоначальной версии тем, что содержит 2913 позиций (на 20 больше, чем в печатном издании). В нем также исправлены замеченные опечатки.

В текстовом файле *readme.rtf* содержатся краткое введение, побайтовое описание основной

таблицы каталога и примечаний к нему, перечень используемых аббревиатур каталогов с полными литературными ссылками, а также библиографический список к тексту файла.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Когда подготовка координатной части ревизованного каталога NSV была в основном закончена, появилась третья версия каталога Gaia EDR3 [36]. Нами сделана попытка автоматического отождествления около 2000 звезд NSV с этим каталогом. С этой целью были отобраны в основном слабые звезды, собственные движения которых не определялись в каталогах GSC, USNO, 2MASS и т.п., а также с координатами, измеренными авторами или взятыми из публикаций. Сюда же вошли и звезды с известными собственными движениями, но определенными в относительно старых каталогах — SAO, PPM, AC и др. Координаты надежно отождествленных с Gaia EDR3 объектов до 20 звездной величины были скорректированы.

Как было упомянуто в разделе 2.5, мы собираемся продолжить поиск около 250 заподозренных переменных без опубликованных поисковых карт, остающихся ненайденными. Также предполагается исследовать по фотометрическим архивам современных обзоров неба часть звезд NSV, с которыми такая работа не проводилась.

Следующим этапом развития каталога заподозренных в переменности звезд видится создание нового каталога, который объединит звезды из основной части NSV и Дополнения к нему, не перешедшие в ОКПЗ, с примерно пятью тысячами плохо изученных звезд, сведения о которых собраны в архиве команды ОКПЗ за последние два десятилетия.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *B. V. Kukarkin, P. N. Kholopov, N. M. Artiukhina, et al., New catalogue of suspected variable stars* (М.: Nauka, CDS V/gcvs/nsv\_cat; CDS II/219, 1982).
2. *Н. Н. Самусь, Е. В. Казаровец, Н. Н. Куреева, Е. Н. Пастухова, О. В. Дурлевич*, Научные труды Института астрономии РАН **2**, 358 (2018).
3. *Е. В. Казаровец*, Научные труды Института астрономии РАН **2**, 352 (2018).
4. *N. N. Samus', E. V. Kazarovets, O. V. Durlevich, N. N. Kireeva, and E. N. Pastukhova*, Astronomy Reports **61**, 80 (2017).
5. *B. V. Kukarkin, P. P. Parenago, Y. N. Efremov, and P. N. Kholopov, Catalogue of suspected variable stars* (М.: Acad. of Sciences USSR, 1951).
6. *B. V. Kukarkin, P. N. Kholopov, Y. N. Efremov, and N. E. Kurochkin, Second catalogue of suspected variable stars* (М.: Acad. of Sciences USSR, 1965).

7. *A. P. Gulyaev and V. V. Nesterov, Four Million Stars Catalogue* (Collection of scientific papers: Moscow University Press, 1992).
8. *S. Roeser, U. Bastian, and A. Kuzmin, Astron. and Astrophys. Supp. Ser.* **105**, 301 (1994).
9. *A. P. Gulyaev and N. T. Ashimbaeva, Astronomy Reports* **41**, 215 (1997).
10. *E. V. Kazarovets, N. N. Samus, and O. V. Durlevich, Information Bulletin on Variable Stars No. 4655* (1998).
11. *N. N. Samus', V. P. Goranskii, O. V. Durlevich, A. V. Zharova, E. V. Kazarovets, E. N. Pastukhova, M. L. Hazen, and T. M. Tsvetkova, Astronomy Letters* **28**, 174 (2002).
12. *N. N. Samus', V. P. Goranskii, O. V. Durlevich, A. V. Zharova, et al., Astronomy Letters* **29**, 468 (2003).
13. *N. N. Samus', O. V. Durlevich, A. V. Zharova, E. V. Kazarovets, N. N. Kireeva, E. N. Pastukhova, D. B. Williams, and M. L. Hazen, Astronomy Letters* **32**, 263 (2006).
14. *N. N. Samus, E. V. Kazarovets, E. N. Pastukhova, et al., Publ. Astron. Soc. Pacific* **121**, 1378 (2009).
15. *B. M. Lasker, C. R. Sturch, B. J. McLean, et al., Astron. J.* **99**, 2019 (1990).
16. *W. H. Warren, Jr., New Catalogue of Suspected Variable Stars. Documentation for the Machine-Readable Version* (NSSDC/WDC-A-R&S 88-24, 1988).
17. *B. M. Lasker, M. G. Lattanzi, B. J. McLean, et al., Astron. J.* **136**, 735 (2008).
18. *D. Monet, A. Bird, B. Canzian, et al., A Catalog of Astrometric Standards* (W.: US Naval Observatory 11 CD ROMs, 1998).
19. *D. G. Monet, S. E. Levine, B. Canzian, H. D. Ables, A. R. Bird, et al., Astron. J.* **125**, 984 (2003).
20. *B. Boss, General catalogue of 33342 stars for the epoch 1950* (Carnegie Institution of Washington, Publ. No. 468, vols. 1-5, CDS I/113, 1937).
21. *Smithsonian Astrophysical Observatory Star Catalog, parts I-IV* (W., Smithsonian Inst. 1966).
22. *The Hipparcos and Tycho Catalogues* (European Space Agency, SP-1200, 1997).
23. *E. Hog, C. Fabricius, V. V. Makarov, et al., Astron. and Astrophys.* **355**, L27 (2000).
24. *M. F. Skrutskie, R. M. Cutri, R. Stiening, et al., Astron. J.* **131**, 1163 (2006).
25. *N. Zacharias, S. E. Urban, M. Zacharias, et al., Astron. J.* **127**, 3043 (2004).
26. *A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al., Astron. and Astrophys.* **616**, A1 (2018).
27. *E. C. Pickering and J. C. Kapteyn, Ann. Astron. Obs. Harvard Coll.* **101** (1918).
28. *G. Pojmanski, Acta Astron.* **52**, 397 (2002).
29. *P. R. Woźniak, W. T. Vestrand, C. W. Akerlof, et al., Astron. J.* **127**, 2436 (2004).
30. *A. J. Drake, S. G. Djorgovski, A. Mahabal, E. Beshore, et al., Astrophys. J.* **696**, 870 (2009).
31. *O. W. Butters, R. G. West, D. R. Anderson, et al., Astron. and Astrophys.* **520**, L10 (2010).
32. *B. J. Shappee, J. L. Prieto, D. Grupe, et al., Astrophys. J.* **788**, id. 48 (2014).
33. *C. S. Kochanek, B. J. Shappee, K. Z. Stanek, et al., Publ. Astron. Soc. Pacific* **129**, 104502 (2017).
34. *W. J. Luyten, Publications of the Astronomical Observatory University of Minnesota* **2**, 79 (1938).
35. *A. Volchkov and O. Volchkov, Simulation Field of View* (2003). URL: <http://www.simfov.ru>
36. *A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al., Astron. and Astrophys.* **649**, A1 (2021).

# СВЕРХСКОРОСТНЫЕ СВОБОДНЫЕ ПЛАНЕТЫ КАК ПРОДУКТ СТОЛКНОВЕНИЯ ИХ РОДИТЕЛЬСКИХ СИСТЕМ СО СВЕРХМАССИВНЫМИ ЧЕРНЫМИ ДЫРАМИ

© 2022 г. Г. Н. Дремова<sup>1, \*</sup>, В. В. Дремов<sup>1, \*\*</sup>, А. В. Тутуков<sup>2, \*\*\*</sup>

<sup>1</sup> Российский федеральный ядерный центр, Снежинск, Челябинская область, Россия

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

\*E-mail: G.N.Dryomova@mail.ru

\*\*E-mail: V.V.Dryomov@vniitf.ru

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

Поступила в редакцию 20.03.2022 г.

После доработки 30.04.2022 г.

Принята к публикации 16.05.2022 г.

Данная статья продолжает поиск механизмов образования свободных планет и рассматривает проблему динамического захвата планетной системы окрестностью сверхмассивной черной дыры (СМЧД) с массой в миллион солнечных масс. Используется упрощенная модель планетной системы, включающей родительскую звезду солнечной массы, планету-гигант с массой Юпитера и  $N$  малых тел типа астероидов, комет и карликовых планет (АКП объекты), коорбитальных с планетой-гигантом. Постановка численного моделирования сводится к задаче четырех тел, дублированной  $N$  раз. Изучены спектры скоростей рассеяния АКП объектов в зависимости от параметров столкновения: перигелийского сближения и угла подлета планетной системы к СМЧД. Отмечается эффективность гравитационного рассеяния планетной системы на СМЧД: до 50% всех малых планетных тел получают статус свободных объектов, включая ~1% сверхскоростных АКП со скоростями до тысячи и больше километров в секунду. Анализируется доля АКП объектов, разрушенных или поглощенных СМЧД. В работе приведена оценка частоты столкновений планетных систем с СМЧД, исходя из которой допускается существование хорошо населенного компонента свободных планет, астероидов и комет в плотных ядрах галактик.

*Ключевые слова:* динамический захват, сверхмассивная черная дыра, свободные АКП (астероиды, кометы, планеты), сверхскоростные АКП

DOI: 10.31857/S0004629922080047

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Сегодня хорошо установлено, что в ядрах массивных галактик находятся сверхмассивные черные дыры (СМЧД). И хотя условия их возникновения в ранней Вселенной остаются предметом оживленной дискуссии (космология, сверхэддингтоновская аккреция, сверхмассивные звезды), сам факт присутствия СМЧД в ядрах галактик не вызывает сомнений [1–3]. Главная проблема связана с условиями появления СМЧД во Вселенной с возрастом менее одного миллиарда лет при ограничении скорости аккреции эддингтоновским пределом. Один из возможных путей ее решения – допущение больших масс (порядка миллиона солнечных) первых звезд – предшественниц СМЧД, которые, будем надеяться, откроет космический телескоп “Джеймс Уэбб”. Такие массы могут быть достигнуты в ядрах галактик за счет высоких температур газа и очень

малой, исходной космологической его металличности [4]. Высокая температура газа повышает величину предела Джинса на массу коллапсирующих газовых облаков, а низкая металличность уменьшает интенсивность звездного ветра молодой звезды, препятствующего росту массы массивных звезд. Масса наблюдаемых СМЧД ( $M_{\text{СМВН}}$ ) коррелирует с массой ( $M_g$ ) родительских галактик:  $M_{\text{СМВН}} \sim 0.001M_g$ , хотя дисперсия этого соотношения остается довольно большой [5].

Ядра галактик являются очень плотными скоплениями старых звезд, в основном, солнечной и меньшей массы. Большая пространственная плотность звезд и присутствие СМЧД определяют активную эволюцию звездного и газового состава галактических ядер. Главными наблюдаемыми проявлениями этой активности являются мощные вспышки звездообразования и аккреция газа в ядре. И то и другое носит под-

черкнуто рекуррентный характер, задавая хорошо наблюдаемые проявления – мощные инфракрасные источники излучения ядер галактик и квазары [6–8], вспышки излучения квазаров продолжительностью в несколько десятков дней в ультрафиолете [9–11] и рентгене [12].

С момента осознания природы квазаров как аккрецирующих СМЧД взаимодействие звезд ядра галактики с этими объектами стало одной из популярных задач современной астрофизики. Большая переменность светимости и, следовательно, скорости аккреции является результатом неоднородности аккреционного диска. Изучение временного поведения яркости квазаров позволило выделить сравнительно однородную группу вспышек излучения продолжительностью 10–100 дней, отмечающую периоды усиления аккреционной активности СМЧД с массами ( $10^5$ – $10^8$ )  $M_\odot$ . Эти вспышки были приписаны приливному разрушению звезд, оказавшихся вблизи СМЧД. Явления такого рода были впервые независимо рассмотрены Хиллзом [13, 14], Франком [15] и Докучаевым и Озерным [16].

Хорошо известно, что пространственная плотность звездного компонента растет с приближением к ядру галактик. Массы СМЧД коррелируют с массами балджей ( $M_b$ ) с большой дисперсией корреляции:  $M_{\text{СМЧД}} \approx 0.001 M_b$  [17]. Скорости звездообразования в ядрах ( $dM_g/dt$ ) и темпы аккреции газа СМЧД ( $dM_{\text{СМЧД}}/dt$ ) снова при достаточно большой дисперсии обнаруживают признаки скоррелированности:  $dM_g/dt \approx 30 dM_{\text{СМЧД}}/dt$  при наблюдаемых скоростях звездообразования ( $10^{-3}$ – $10^{-2}$ )  $M_\odot/\text{год}$  [18], что, вероятно, свидетельствует об общих причинах их активизации. Одной из них может быть накопительная неустойчивость газового компонента в ядре галактики или столкновения галактик. В пользу последнего говорит то, что наблюдения демонстрируют: доля галактик с активными ядрами заметно растет при увеличении плотности их окружения [19, 20]. В то же время обнаружение двойных СМЧД в ядрах некоторых галактик и СМЧД, расположенных вне ядер своих галактик, является наглядной демонстрацией роли столкновений и слияния галактик во всесторонней активизации их ядер [21], включая приливные разрывы звезд с аккрецией вещества на СМЧД [14, 22, 23].

Оценка частоты приливных разрушений звезд Главной последовательности солнечной массы СМЧД в ядрах галактик остается пока довольно неопределенной. Наблюдательная оценка осложнена, как обычно, эффектами наблюдательной селекции и, весьма вероятно, значительной дисперсией энергетики этих событий. Рассмотрим

варианты теоретических оценок частоты столкновений звезд с СМЧД.

## 2. ОЦЕНКИ ЧАСТОТЫ ПРИЛИВНЫХ РАЗРУШЕНИЙ ЗВЕЗД

Теоретические оценки частоты приливных разрушений звезд и их планетных систем в поле СМЧД осложнены рядом важных неопределенностей, а также остаются целиком зависящими от предположений о плотности звездного окружения СМЧД и распределения орбит звезд ядра галактики по угловым моментам, ибо только звезды с предельно малыми угловыми моментами разрушаются СМЧД. Верхний предел этой частоты может быть найден в предположении, что вся масса СМЧД является результатом аккреции вещества разрушенных приливами звезд. Поскольку характерное отношение массы балджа галактики ( $M_b$ ) к массе СМЧД ( $M_{\text{СМЧД}}$ ) около тысячи [17, 24], верхняя оценка частоты будет  $10^{-13} M_b/M_\odot/\text{год}$ , что для нашей Галактики составляет  $10^{-3}$  в год. Однако ясно, что основную часть своей массы СМЧД получает в результате аккреции стационарного газового вещества окружающего ее диска. И первые модельные оценки частоты приливных разрушений звезд существенно понизили ее до  $10^3 M_\odot/M_{\text{СМЧД}}$  [25].

Сложность эмпирического подхода к оценке частоты приливных разрушений звезд в ядрах галактик отражается в большом разбросе величины этих оценок, относимых обычно к некоей условной галактике:  $10^{-6}$ – $10^{-3}$  в год [26] при массах разрушаемых звезд порядка солнечной массы [27, 28]. Верхняя оценка  $10^{-3}$  в год [29] приводится для самых плотных звездных ядер галактик, населенных самыми массивными СМЧД. Согласно результатам моделирования событий приливного разрушения звезд в ОТО [30] частота приливных разрушений составляет  $\sim 10^{-6}/\text{год}/\text{Мпк}^3$  или около  $10^{-6}$  в год в расчете на галактику с массой, равной массе нашей Галактики, при плотности, равной космологической. Эта частота почти на три порядка ниже частоты SNe Ia [31]. За хаббловское время рост массы СМЧД за счет приливных распадов звезд с массой порядка солнечной не превысит несколько тысяч солнечных масс. Этот рост много меньше ожидаемой массы СМЧД у галактики с массой порядка массы нашей Галактики  $\sim 10^6 M_\odot$  [5]. Поэтому следует признать, что приливный распад звезд в ядрах галактик не увеличивает существенно массы их СМЧД. Возникновение и рост масс СМЧД остаются в тени предельно ранних стадий эволюции Вселенной

и галактик, а также наблюдаемой аккреции окружающего их газа.

Теоретическая оценка нижнего предела частоты приливного разрушения звезд СМЧД может быть найдена в рамках однородной модели балджа, состоящего из звезд одинаковой массы ( $m$ ) и одного радиуса ( $r$ ), исходя из времени полного перераспределения между всеми звездами балджа их скоростей, или времени релаксации,  $t_{\text{рлх}}$  [32–35]. И хотя ясно, что приливному разрушению подвергаются только звезды с предельно малыми угловыми моментами, заполняющие в перифериях своих орбит свои полости Роша, это время может быть записано согласно [36] через кулоновский логарифм  $t_{\text{рлх}} = NT_K / \ln N$ , тогда оценка частоты разрушений как  $N/t_{\text{рлх}}$ , где  $N$  – число звезд в сферической системе,  $T_K$  – ее кеплеровское время. При  $N = 10^{11}$  оценка искомого частоты равна  $10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ .

Рассмотрим сферически симметричное скопление звезд с массой  $M_{\text{cl}}$  и радиусом  $R$  вокруг СМЧД с массой  $M_{\text{СМЧД}}$  в центре этого скопления. Связь массы и радиуса скопления для численных оценок может быть представлена соотношением:

$M_{\text{cl}}/M_{\odot} \approx 10^3 (R/\text{пк})^2$  [37]. Плоский характер кривой вращения и его постоянство для массивных галактик [38]:  $V_{\text{tot}} = 250 (M_{\text{cl}}/10^{11} M_{\odot})^{1/4}$  км/с [39] вплоть до ядра галактики с радиусом  $0.01 R$  [40] или  $0.1 R$  [41] позволяют ввести параметр  $q = R_N/R$ , учитывающий увеличение плотности галактики с приближением к ядру, где  $R_N$  – радиус центральной околоядерной (nuclear) области галактики, за пределами которой сохраняется плоский характер кривой вращения галактики. Для оценки прицельного параметра  $b$  орбит звезд, заполняющих в перифериях их орбит свои полости Роша, используем условие сохранения их орбитального момента относительно СМЧД:  $bv = (Gmr_i)^{1/2}$ . Здесь  $G$  – постоянная гравитации,  $v$  – кеплеровская скорость звезды в скоплении,  $r_i = 2.5 (M_{\text{СМЧД}}/m)^{1/3} r$  – приливный радиус СМЧД для звезды с массой  $m$  и радиусом  $r$ . Итоговая оценка  $b$ :

$$b = (M_{\text{СМЧД}}/M_{\text{cl}})^{1/2} (M_{\text{СМЧД}}/m)^{1/6} (rR_N)^{1/2}. \quad (1)$$

Частота приливных разрушений звезд может быть оценена из выражения  $f = \pi b^2 v M_{\text{cl}} / R_N^3 / m$  или, подставляя выражение для  $b$  и  $R_N$ :

$$f = q^{-2} (M_{\text{СМЧД}}/m)^{4/3} r / (RT_k), \quad (2)$$

где  $T_k = R/v$  – кеплеровское время для звезд балджа. Принимая радиусы и массы звезд равными

солнечным, найдем оценку частоты приливных разрушений звезд:

$$f = 10^{-7} / q^2 (M_{\text{СМЧД}}/10^9 M_{\odot})^{4/3} \times (10^{11} M_{\odot}/M_{\text{cl}})^{1/2} (10^7/T_k)/\text{год}. \quad (3)$$

Приведенная оценка включает все определяющие ее параметры в рамках этой простой модели. Частота разрушений звезд Главной последовательности растет с массой СМЧД вследствие увеличения радиуса захвата и падает с массой скопления из-за увеличения скорости движения звезд. Эта оценка сопоставима с эмпирическими оценками частоты приливного разрушения звезд. Стоит отметить, что частота приливных разрушений мала, и роль приливного разрушения звезд в росте массы СМЧД за хаббловское время несущественна.

Для нас сейчас особенно важна зависимость частоты столкновений (см. (2)) от радиуса звезды и ее планетной системы. Это ведет к нескольким важным следствиям. Во-первых, звезды на стадии гигантов увеличивают свои размеры в сотни раз, уменьшая одновременно время жизни на этой фазе в сто раз [41]. В результате согласно (2) частота приливного разрушения сверхгигантов может оказаться сопоставимой с частотой наблюдаемых разрушений звезд Главной последовательности. Однако эти события могут оставаться пока незамеченными наблюдателями, поскольку при разрушении оболочки гиганта образуется протяженный аккреционный диск со слишком большим для его регистрации временем аккреции СМЧД. Во-вторых, ясно, что число вырожденных карликов в ядре галактики сопоставимо с числом звезд Главной последовательности. При заполнении этими карликами своих полостей Роша в парах с плотными СМЧД с массами последних менее примерно миллиона солнечных масс они разрушаются, порождая короткие рентгеновские вспышки излучения. Однако частота таких вспышек согласно (2) должна быть почти в сто раз меньше частоты разрушения звезд Главной последовательности, поэтому такие события пока не зарегистрированы. Интересно, что СМЧД с массами, большими порядка миллиона солнечных, поглощают вырожденные карлики, не разрушая их. Такие события отмечены только короткими вспышками излучения гравитационных волн. В-третьих, размеры планетной части планетных систем на примере Солнечной системы почти в десять тысяч раз превышают размеры их центральных звезд, что, соответственно, повышает частоту взаимодействия планетных систем с СМЧД в ядрах галактик. В результате разрушения СМЧД многих планетных систем в плотных ядрах галактик появляется обильный твердотельный компонент, состоящий из астероидов, ядер комет и планет. Последние теряются планетными си-

стемами в результате гравитационного взаимодействия планетных систем ядра с СМЧД и звездами поля.

Очевидно, что звезды сфероидального ядра галактики с угловым моментом, меньшим  $vb$ , будут разрушены СМЧД за кеплеровское время ядра. Дальнейшая эволюция системы зависит от скорости заполнения интервала малых угловых моментов, “конуса потерь”, за счет парных столкновений звезд балджа галактики. Для заполнения “конуса потерь” скорость звезд балджа должна измениться на малую величину порядка  $\Delta v = vb/R$ . Величина изменения скорости звезды при близком, на расстоянии  $R_c$ , прохождении соседней звезды составляет  $\Delta v = Gm/(vR_c)$ . Из двух последних условий найдем  $R_c = Gm/v^2 \times (M_{cl}/M_{SMBH})^{1/2} (m/M_{SMBH})^{1/6} (R/r)^{1/2}$ , а характерное время для изменения скорости звезд скопления на указанную величину есть

$$T_c = T_K (M_{SMBH}/m)^{4/3} r/R. \quad (4)$$

Для поддержания стационарности процесса заполнения “конуса потерь” звездами последнее время должно быть короче времени истощения этого конуса  $T_K$ , или при  $M_{cl}/M_\odot = 10^3 (R/\text{пк})^2$  [37]:

$$M_{SMBH}/M_\odot < 4 \times 10^8 (M_{cl}/10^{11} M_\odot)^{3/8}. \quad (5)$$

Последнее условие эквивалентно при  $M_{SMBH} \approx 0.001 M_{cl}$  [17] для  $M_{SMBH} < 10^9 M_\odot$ . Оно выполняется практически для всех галактик, поэтому предположение о стационарности процесса питания СМЧД звездами балджа, использованное при оценке скорости приливных распадов (см. (3)), можно считать выполненным. При этом важно отметить, что согласно (4) скорость заполнения “конуса потерь” увеличивается с уменьшением массы СМЧД, что, вероятно, исключает наиболее массивные СМЧД из наблюдаемых активных разрушителей звезд. Хотя наблюдаемый эффект концентрации наблюдаемых актов приливного разрушения звезд к СМЧД умеренных масс ( $10^5$ – $10^8$ )  $M_\odot$  [42, 43]) может быть следствием эффектов наблюдательной селекции.

Вполне вероятно, что высокая частота взаимодействия звезд с СМЧД может определяться не только большими массами СМЧД и их галактик, но и эффективно поддерживаться в их скоплениях столкновениями и слияниями галактик между собой, приводящими к быстрому перераспределению звезд по угловым моментам [44–46]. Радиус  $r_{\text{capture}}$  зоны гравитационного влияния СМЧД с массой  $M_{SMBH}$  на движение звезд, предположим, сферического балджа с массой  $M_b$  и радиусом  $R_b$ :  $r_{\text{capture}} = GM_{SMBH}/v^2$ . Скорость движения звезд

балджа  $v = (GM_b/R_b)^{1/2}$ . Звезды, попавшие в ходе своего движения в сферу с радиусом  $r_{\text{capture}}$ , изменят свою пространственную скорость на величину, превосходящую  $v$ , т.е. эффективно провазаимодействуют с СМЧД.

За динамическое время  $\sim 10^8$  лет некоторая часть звезд, около  $(M_{SMBH}/M_b)^2$ , пройдет через сферу гравитационного влияния СМЧД. При  $M_{SMBH}/M_b = 10^{-3}$  [17] это составит  $\sim 10^{-6} M_b$  или  $\sim 10^5$  звезд солнечной массы для балджа с массой, равной массе нашей Галактики. Дальнейшее заполнение “конуса потерь” в пространстве скоростей звезд балджа будет осуществляться, как показывают простые оценки, за счет парных столкновений звезд балджа рассматриваемой галактики и столкновения этой галактики с ее близкими массивными спутниками. В результате стационарный процесс взаимодействия СМЧД со звездами и их планетными системами будет, вероятно, время от времени прерываться сравнительно короткими периодами усиленной активности этого процесса, вызванными уже столкновениями галактик. Количественная оценка скорости этого процесса обременена целым рядом параметров и остается поэтому довольно неопределенной.

Из приведенных выше полуэмпирических оценок частоты приливных разрушений звезд в ядрах галактик [11, 25, 28–30] следуют два вывода. Первый: рост массы СМЧД за счет аккреции вещества разрушенных звезд по сравнению с наблюдаемой их массой [17] невелик, если учесть, что на каждый грамм аккрецированного газа аккреционный диск теряет в форме его индуцированного облучением ветра десятки грамм газа [47]. Основной путь пополнения массы СМЧД квазара – аккреция газа аккреционного диска, пополняемого старыми звездами балджа галактики. Второй вывод из приведенного выше анализа: потенциальная важность и большая частота гравитационного взаимодействия планетных систем с СМЧД в ядрах галактик. Последнее следует из того, что при “наблюдаемой” частоте разрушения компактных звезд  $10^{-5}$ – $10^{-6}$  в год [11, 25, 28], взаимодействия СМЧД с планетными системами, размеры которых превосходят размеры звезд в тысячи раз, должны быть обыденными явлениями в ядрах всех галактик. Частота образования планетных систем высока, около трети звезд образуют ими [48–51]. Но численная оценка частоты взаимодействия планетных систем с СМЧД осложнена проблемами количественной оценки сохранности далеких членов планетных систем, слабо связанных с родительскими звездами, в ходе диффузии звезд в пространстве угловых мо-

ментов под действием близких прохождений звезд балджа.

Итогом распада неустойчивых планетных систем звезд плотного ядра и взаимодействие СМЧД с планетными системами в ядре галактики является обильный компонент свободных АКП объектов. Их число в ядре галактики может оказаться сопоставимым с числом звезд ядра. Важно, что члены этого АКП компонента непрерывно взаимодействуют со звездами ядра, получая при парном взаимодействии приращения пространственной скорости. И при  $m/r_d > M_b/R_b$  или  $V_d > V_b$  АКП объекты могут быть потеряны ядром галактики. Здесь  $m$  и  $M_b$  – массы звезды и ядра галактики, а  $r_d$  и  $R_b$  – расстояние АКП от звезды балджа и радиус балджа, тогда как  $V_d$  и  $V_b$  – параболические скорости АКП на расстоянии  $r_d$  от звезды и на границе ядра галактики  $R_b$  соответственно [52]. Следует подчеркнуть, что АКП объекты с размерами менее 100 км могут сближаться со звездами Главной последовательности гораздо теснее, вплоть до их радиусов, ускоряясь до соответствующих скоростей, что связано с электростатической природой связи тела АКП, превалирующей над самогравитацией (подробнее см. в Разделе 3). Если при близких прохождении окажется, что  $V_d > V_b$ , члены АКП компонента ядра могут быть выброшены как из ядра галактики, так и из самой галактики. Вырожденные одиночные и тесные двойные вырожденные карлики ядра являются еще более эффективными “ускорителями” из-за более высоких параболических скоростей для них. То есть, наряду с рассмотренным в этой статье ускоряющим действием СМЧД на члены околосредних планетных систем ядер, звезды ядра также могут поддерживать АКП “ветер” ядра галактики.

Интенсивность этого ветра задается в конечном итоге массой и плотностью звездного ядра галактики. Для оценки интенсивности примем, что для ускорения АКП объектов ядра до параболической скорости прицельное расстояние пролета АКП объекта около звезды ядра  $r_d$  должно быть меньше  $R_b m/M_b$ . Тогда доля пространства, заметаемого звездами однородного ядра галактики за хаббловское время  $T_H$ , будет  $(m/M_b)^2 T_H / T_k N$ , где  $N$  – число звезд в балдже,  $T_k$  – кеплеровское время ядра, определяемое его средней плотностью. NGC 3593 с массой  $M_b = 2 \times 10^7 M_\odot$ ,  $N \sim 10^7$  и  $T_k = 3 \times 10^4$  лет показывает, что около 10% АКП ядра могут быть ускорены до сверхпараболических скоростей [38].

Процесс взаимодействия планетных систем с СМЧД в плотных ядрах галактик остается пока слабо изученным, но его возможные продукты –

члены планетных систем, выброшенные из ядер, привлекают внимание. К их довольно очевидно-му числу можно отнести АКП, теряемые планетными системами в процессе гравитационного рассеяния [52]. Естественно, планеты и кометы в силу функции масс редки, но поиски внесолнечных метеоров в последние годы после обнаружения межзвездных объектов Oumuamua и Borisov становятся популярными [53–56]. Среди межзвездных объектов и, даже, межгалактических объектов могут быть астероиды и метеоры, выброшенные из ядер галактик. Пока среди 160000 метеоров, зарегистрированных радарным методом [54], было найдено только пять с потенциально гиперболическими орбитами относительно Солнца. Редкость межзвездных объектов по сравнению с солнечными очевидна. Интересно, что сейчас предпринимаются первые попытки выяснения условий для поиска пылинок с субрелятивистскими скоростями [52]. Среди них могут быть пылинки, ускоренные до больших скоростей вблизи СМЧД в ядрах галактик. Но пока оценки скоростей рассеяния АКП объектов, выброшенных из ядра галактики, можно получить с помощью численного моделирования.

### 3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Методом прямого численного моделирования рассчитывается прохождение планетной системы вблизи СМЧД с массой  $M_{\text{СМЧД}} = 10^6 M_\odot$ . Перигелическое сближение родительской звезды с СМЧД моделировалось в трех вариантах:  $100 R_\odot$ ,  $50 R_\odot$  и  $25 R_\odot$ . Планетная система включает одиночную родительскую звезду (Солнце), планету-гигант (Юпитер) и центрированный по его орбите тор, заполненный случайным образом невзаимодействующими друг с другом малыми космическими телами ( $N = 10^4$ ), такими как астероиды, кометы и карликовые планеты (АКП). Такая модель планетной системы исследовалась нами ранее в [52] для моделирования начальной стадии формирования облака Оорта, сопровождающейся образованием свободных планет путем гравитационного рассеяния АКП объектов планетами-гигантами. Анализ распределений АКП объектов по их полной энергии (кинетическая энергия движения и энергия гравитационного взаимодействия с планетой-гигантом и родительской звездой), полученных на разные моменты времени, показал процесс “разогрева” начального тора под действием планеты-гиганта, постепенно “забрасывающей” АКП объекты все дальше от начального положения тора. Как показали расчеты [52], за время  $10^5$  лет механизм гравитационного рассеяния успеет произвести АКП с положительной

полной энергией, эквивалентной остаточной скорости 1–2 км/с.

В настоящей постановке мы также пренебрегаем гравитационным взаимодействием АКП объектов друг с другом и решаем задачу четырех тел (СМЧД, родительская звезда, планета-гигант и АКП объект)  $N$  раз. Орбитальное движение АКП-тора и планеты-гиганта задаются с сохранением основных параметров Солнечной системы: масса ( $M_S$ ) и размер ( $R_S$ ) родительской звезды как у Солнца, большая полуось орбиты планеты-гиганта 5.2 а.е., ее размер ( $R_J$ ) и масса ( $M_J$ ) как у Юпитера. Начальные положения АКП распределены случайным образом равномерно вдоль орбиты Юпитера в слое толщиной  $h = 0.01$  а.е. Такой характер распределения является следствием разыгрывания отклонений начальных скоростей от кеплеровской орбитальной скорости, не превышающих 10%, чтобы “распушить” тор до состояния, когда его толщина в перпендикулярном плоскости орбиты направлении была бы сравнима с его толщиной в плоскости орбиты. Обозначим начальную конфигурацию такой планетной системы – модель  $A$ .

В противоположность организованной структуре, какой можно назвать АКП-тор в модели  $A$ , интересно рассмотреть возмущенную конфигурацию планетной системы в качестве начальной. В результате механизма гравитационного рассеяния АКП объектов на гиганте-Юпитере и Солнце часть АКП объектов сходит со своих первоначальных орбит, “упакованных” в торе, и образует пространственно неоднородную конфигурацию. Мы рассмотрели два варианта такой конфигурации, соответствующих проэволюционировавшим пространственным распределениям АКП объектов к моментам времени  $\sim 2400$  лет и  $\sim 16900$  лет согласно расчетам [52]. Условно обозначим эти конфигурации модель  $B$  и модель  $C$  соответственно. В этих конфигурациях начальная численность АКП ( $N_0$ ) – 8140 и 5966 соответственно.

В расчетах мы имитируем приход планетной системы из бесконечности, задавая ее орбиту в форме эллипса с большим эксцентриситетом. Основные параметры орбиты приведены в табл. 1: расстояние в апоцентре  $r_a$ , расстояние в перигентре  $r_p$ , начальная скорость орбитального движения планетной системы  $V_{orb}$  и ее орбитальный период  $P_{orb}$ , рассчитанный по обобщенному третьему закону Кеплера. Движение планетной системы в поле СМЧД интегрируется с использованием численной схемы скоростной формулировки Верлета и Вейса [57], обеспечивающей сохранение всех интегралов движения с учетом адаптивного шага по времени.

**Таблица 1.** Начальные параметры орбиты планетной системы относительно СМЧД с массой  $10^6 M_\odot$  в моделях  $A$ ,  $B$  и  $C$

Модель $A$ $h = 0.01$ а.е.			
$r_a = 10^4 R_\odot$		$P_{orb} \approx 39$ дней	
$r_p, R_\odot$	100	50	25
$V_{orb}, \text{км/с}$	615	435	308
Модель $B$ $h = 0.27$ а.е.		Модель $C$ $h = 0.59$ а.е.	
$r_a = 10^5 R_\odot$		$P_{orb} \approx 44.3$ года	
$r_p, R_\odot$	100	50	25
$V_{orb}, \text{км/с}$	61.7	43.6	30.8

Примечание.  $h$  – диаметр сечения тора;  $r_a$  – расстояние в апоцентре,  $r_p$  – расстояние в перигентре,  $V_{orb}$  – начальная скорость орбитального движения планетной системы с орбитальным периодом  $P_{orb}$ , рассчитанным по обобщенному третьему закону Кеплера.

Так как движение АКП объекта рассматривается в мультицентровом поле, создаваемом СМЧД, звездой и планетой-гигантом, шаг интегрирования  $h_i$  выбирается из условия минимума отношения расстояния  $d_i$  в шести парах (1: АКП и СМЧД; 2: АКП и звезда; 3: АКП и планета-гигант; 4: СМЧД и звезда; 5: СМЧД и планета-гигант; 6: звезда и планета-гигант) ко второй космической скорости для менее массивного объекта из пары:

$$h_i = 1/2000 \times \min_{i=1..6} \left\{ 2\pi d_i / \sqrt{2GM_i/d_i} \right\}. \quad (6)$$

Величина дробления характерного времени (1/2000) оказывается достаточной для обеспечения сохранения всех интегралов движения. Интегрирование проводилось до времени  $2/3 P_{orb}$ . Критерием окончания счета послужило резкое замедление после прохождения перигентра процесса обмена импульсами между объектами планетной системы, которым можно пренебречь на оставшемся ( $1/3 P_{orb}$ ) сегменте орбиты.

При расчете прохождения планетной системы вблизи СМЧД учитывались ограничения на приливные разрушения звезды, планеты-гиганта и АКП объектов под действием СМЧД. Из равенства ускорения свободного падения на Солнце ( $g_\odot \sim 274 \text{ м/с}^2$ ) и приливного ускорения со стороны СМЧД,  $\Delta a = -GM_{\text{СМЧД}}(1/d_4^2 - 1/(d_4 - R_\odot)^2)$  можно получить оценку приливного радиуса  $r_{\text{tidal}} \sim 125 R_\odot$ , на котором звезда будет разорвана

приливными силами СМЧД с массой  $10^6 M_{\odot}$ . Аналогичную оценку критического радиуса можно получить для планеты-гиганта, учитывая ускорение свободного падения на Юпитере ( $g_J \sim 25 \text{ м/с}^2$ ) и приливное ускорение со стороны СМЧД,  $\Delta a = -GM_{\text{СМБН}}(1/d_5^2 - 1/(d_5 - R_J)^2)$ , которая составила  $\sim 130 R_{\odot}$ . Учитывая эффект приливного туннелирования, т.е. способности звезды на короткое время проникать “под барьер” приливного радиуса без последствий разрушения согласно результатам, полученным в [58, 59], мы использовали ограничение в виде  $3/4 r_{\text{tidal}} \sim 85 R_{\odot}$ . Если планета-гигант или родительская звезда подходит к СМЧД ближе этого расстояния, она будет разорвана приливными силами. Для АКП объектов с радиусом больше  $R_{\text{lim}} \sim 100 \text{ км}$  требуется проверка границ полости Роша, внутри которой АКП объект в безопасности от приливных эффектов СМЧД. Значение  $R_{\text{lim}}$  находится из баланса самогравитации и напряжения на разрыв ( $P_{\text{cri}}$ ), определяемого электростатической природой АКП объекта. Эти величины сравнимы при  $R_{\text{lim}} \sim (P_{\text{cri}}/G)^{1/2}/\rho_{\text{АКП}} \approx 100 \text{ км}$ , что является критерием разделения планет от астероидов.

Для АКП объектов с размерами менее 100 км оценка разрушения выполняется из анализа механической прочности вещества астероида, уравновешенной действием приливных сил. Согласно [60] предельное напряжение разрыва для метеоритного вещества варьирует в диапазоне  $P_{\text{cri}} \sim 50\text{--}100 \text{ МПа}$ . Это напряжение следует сравнить с напряжением  $P_{\text{tidal}}$ , создаваемым приливными силами. Со стороны СМЧД  $P_{\text{tidal}} = F_{\text{tidal}}/\pi R_{\text{АКП}}^2$ , где  $R_{\text{АКП}}$  – радиус астероида и  $F_{\text{tidal}} = -GM_{\text{СМБН}} m_{\text{АКП}}(1/d_1^2 - 1/(d_1 - R_{\text{АКП}})^2)$ . Исходя из средней плотности астероида  $\sim 3 \text{ г/см}^3$  и его массы  $\sim 10^{15} \text{ кг}$  можно оценить  $R_{\text{АКП}} \sim 5.3 \text{ км}$ . Давление приливных сил  $P_{\text{tidal}}$  оказывается сравнимым по величине с прочностью астероида на разрыв  $P_{\text{cri}} \sim 75 \text{ МПа}$  при  $d_1 \sim 10.6 R_{\odot}$ . На этом расстоянии, которое вдвое превосходит собственный радиус СМЧД с массой  $10^6 M_{\odot}$ , АКП объект будет разорван приливными силами СМЧД. Аналогичные оценки прочности АКП объекта в гравитационном поле Солнца и Юпитера дают ограничение на предельное сближение  $0.106 R_{\odot}$  и  $0.0106 R_{\odot}$  соответственно, что означает, что АКП объект будет скорее “проглочен”, чем разрушен.

Программа расчетов организована следующим образом: три пространственные конфигурации планетной системы (модели *A*, *B*, *C*), заданные в плоскости  $xu$ , используются в качестве началь-

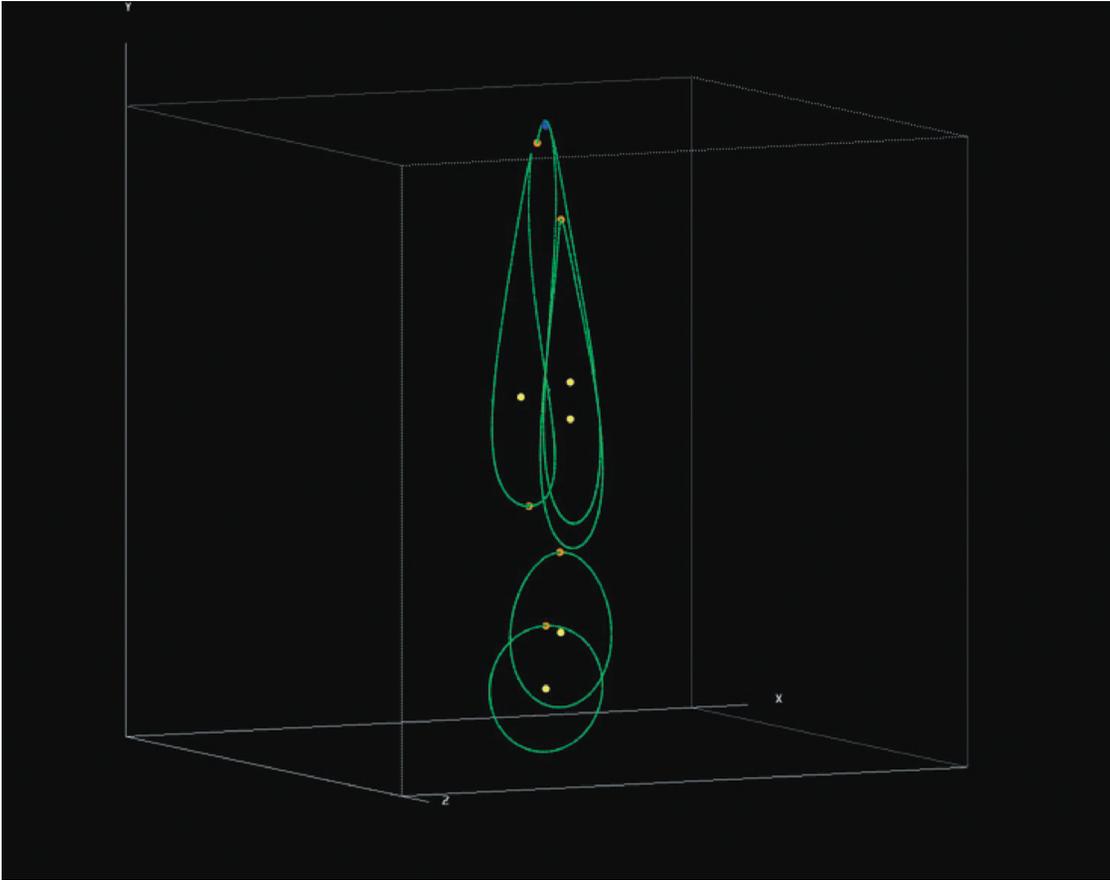
ных данных и тестируются в двух взаимоположениях – сизигийном и квадратурном. В первом случае начальные положения СМЧД, звезды и планеты-гиганта заданы вдоль оси  $y$ , во втором – изменяется положение СМЧД, которое задается вдоль оси  $z$  перпендикулярно линии соединения звезды и планеты. Каждая из этих конфигураций рассчитывается в шести вариантах с учетом направления вектора начальной скорости орбитального движения (вдоль осей  $x$  или  $z$  для сизигийного положения и вдоль осей  $x$  или  $y$  для квадратурного) и перицентрического сближения:  $100 R_{\odot}$ ,  $50 R_{\odot}$ ,  $25 R_{\odot}$ . Результаты 36 вариантов моделирования обсуждаются в следующем разделе.

## 4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

### 4.1. Модель *A*

Рассмотрим конфигурацию планетной системы из [52], соответствующую моменту времени  $t_0 = 0$ , заданную в плоскости  $xu$  в сизигийном положении по отношению к СМЧД с массой  $10^6 M_{\odot}$ , вокруг которой совершается орбитальное движение. Направление орбитального движения в начальный момент выбрано вдоль оси  $z$ . На рис. 1 в качестве иллюстрации представлена последовательность пространственных конфигураций планетной системы при перицентрическом сближении ее родительской звезды с СМЧД на  $100 R_{\odot}$ . Действие приливных сил хорошо видно по деформации АКП-тора по мере его приближения к перицентру СМЧД.

Следующий расчет в модели *A* был проведен для варианта с квадратурной начальной конфигурацией. СМЧД задана на оси  $z$ , перпендикулярно линии, соединяющей положения звезды и планеты, расположенных вдоль оси  $y$ . После прохождения перицентра часть АКП объектов получает ускорение, позволяющее им освободиться от гравитационного влияния звезды и планеты-гиганта. Это хорошо иллюстрирует рис. 2, приведенный на финальный момент расчета, на котором видно два симметричных “АКП-фонтана”, бьющих из околос звездного тора. Их происхождение связано с выбросами АКП объектов из тех участков тора, которые при прохождении перицентра СМЧД оказываются из-за приливной деформации ближе всего к Солнцу. Также на этом графике (впереди) виден разрыв тора вокруг “Юпитера”, расчищающего себе орбитальную трассу, группируя АКП в облако спутников радиусом  $\sim 0.112 \text{ а.е.}$  ( $\sim 230 R_J$ ). Отметим, что в варианте с сизигийной начальной конфигурацией подобные разрывы вокруг “Юпитера” и “АКП-фонтаны” также образовались после прохождения перицентра, но в менее выраженной форме.



**Рис. 1.** Последовательность пространственных конфигураций планетной системы в модели *A*, рассчитанной в варианте с сизигийной начальной конфигурацией для перипетрического сближения родительской звезды с СМЧД ( $10^6 M_{\odot}$ ) на  $r_p = 100 R_{\odot}$ . Кругами желтого, оранжевого и фиолетового цветов обозначены звезда, планета-гигант и СМЧД соответственно. АКП объекты показаны зелеными точками.

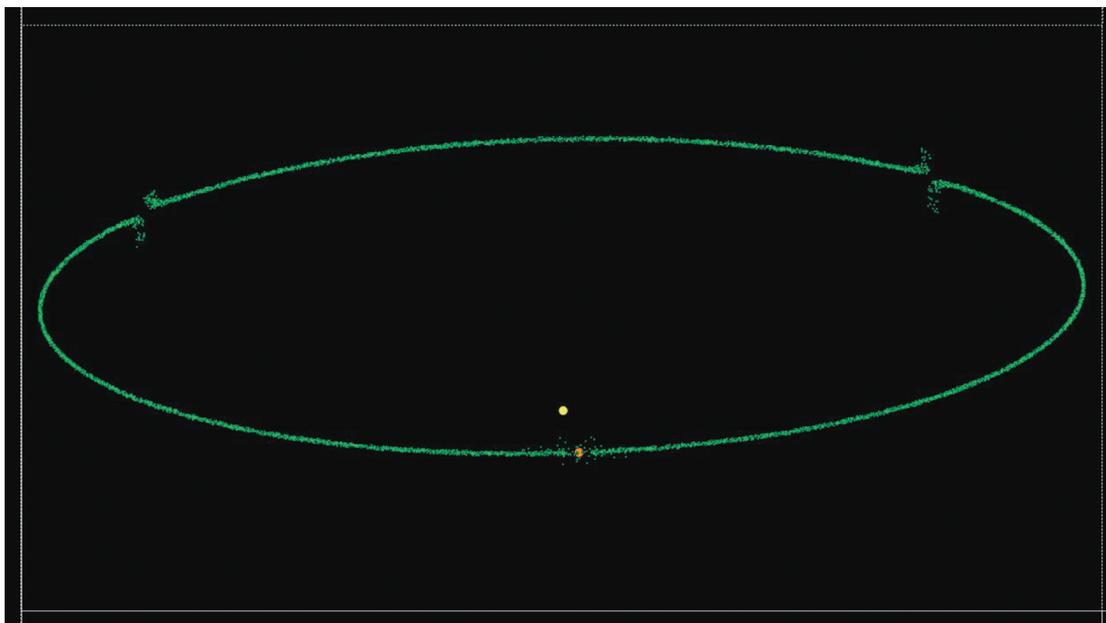
Для выяснения статуса АКП объекта после прохождения им перигентра рассчитывалось изменение его полной энергии (сумма кинетической и гравитационной энергий взаимодействия с СМЧД, звездой и планетой-гигантом) по сравнению с ее величиной в апоцентре,  $\Delta E = (E_r - E_a)$ , который условно заменяет уход на бесконечность. Если  $\Delta E$  превышает начальную энергию связи с родительской звездой и планетой-гигантом,  $U_b^0 = -Gm_{\text{АКП}}(M_{\odot}/d_{2,0} + M_J/d_{3,0})$ , то АКП объект будет свободным, унеся весь прирост энергии на бесконечность. Таким образом, из условия прироста полной энергии после прохождения перигентра,  $\Delta E + U_b^0 > 0$ , выделяется статистика свободных АКП объектов ( $N^{ub}$ ), и, соответственно, согласно условию убыли полной энергии после прохождения перигентра,  $\Delta E + U_b^0 < 0$ , отбираются связанные с планетной системой АКП объекты ( $N^b$ ). Также были оценены

статистики АКП, упавших на планету-гигант, звезду или разрушенных приливной гравитацией СМЧД:  $N_{\text{fall}}^J$ ,  $N_{\text{fall}}^{\odot}$ ,  $N_{\text{fall}}^{\text{SMBH}}$  соответственно (см. табл. 2).

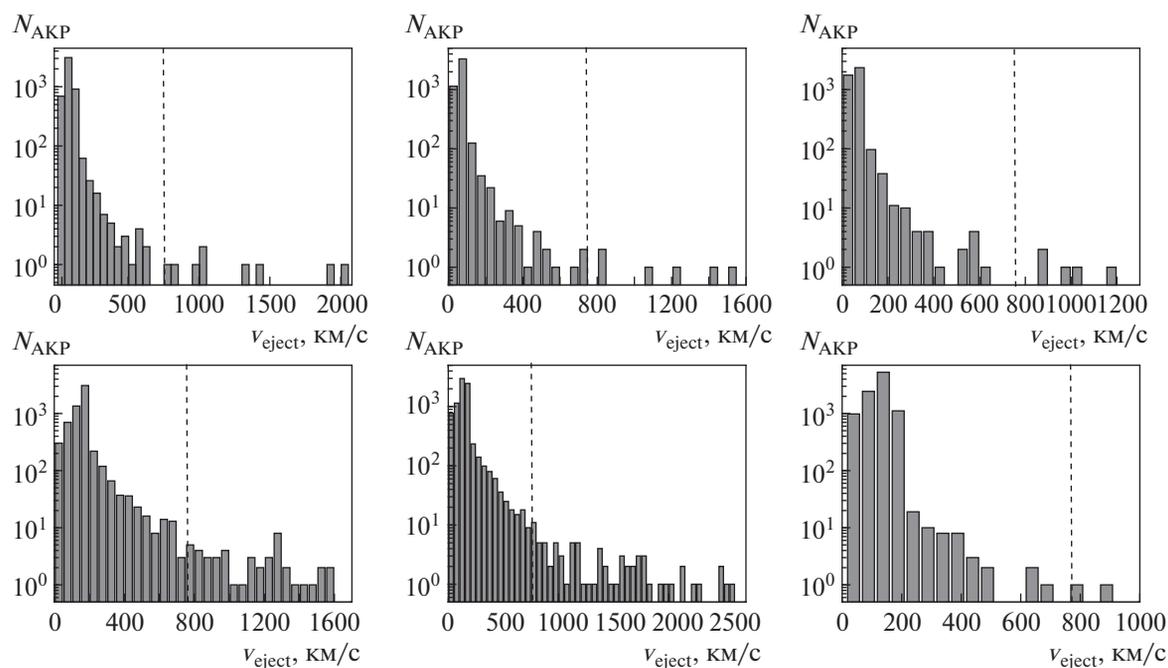
На рис. 3 приведены спектры скоростей АКП объектов с приростом полной энергии, значение которого позволило вычислить скорость выброса АКП объекта из окрестности СМЧД:

$$v_{\text{eject}} = \sqrt{2(\Delta E + U_b^0)/m_{\text{АКП}}}. \quad (7)$$

Из анализа спектра скоростей производится отбор кандидатов в сверхскоростные АКП объекты (статистика  $N_{\text{HVA}}$  в табл. 2) согласно критерию преодоления гравитационного поля центральной области галактики  $v_{\text{eject}} > 750$  км/с, найденному Ву и др. [61]. Как видно из табличных данных, число сверхскоростных выбросов АКП объектов возрастает в варианте с квадратурной начальной конфигурацией планетной системы. Это справедливо для расчетов с  $r_p = 100 R_{\odot}$  и  $r_p = 50 R_{\odot}$ .



**Рис. 2.** Финальный вид АКП-тора в модели *A*, рассчитанной для варианта с квадратурной начальной конфигурацией для перигелийского сближения родительской звезды с СМЧД ( $10^6 M_{\odot}$ ) на  $r_p = 100 R_{\odot}$ .



**Рис. 3.** Рассчитанные в модели *A* спектры скоростей АКП объектов, гравитационно рассеянных СМЧД с массой  $10^6 M_{\odot}$ , для вариантов перигелийского сближения на  $100 R_{\odot}$  (слева),  $50 R_{\odot}$  (центр) и  $25 R_{\odot}$  (справа) в ряду соответственно. Графики верхнего ряда соответствуют варианту с начальной сизигийной конфигурацией, нижнего — для квадратурной. Правее штриховой линии расположена область сверхскоростных АКП ( $V_{\text{eject}} > 750$  км/с).

Объяснение этой корреляции, возможно, связано с переходом в перигелие орбиты первоначально квадратурной конфигурации трех тел (СМЧД,

звезды и планеты-гиганта) в сизигийную, при котором приливный эффект трех тел усиливается, создавая благоприятные для выброса условия.

**Таблица 2.** АКП-статистики в модели *A*.  $N_0 = 10^4$

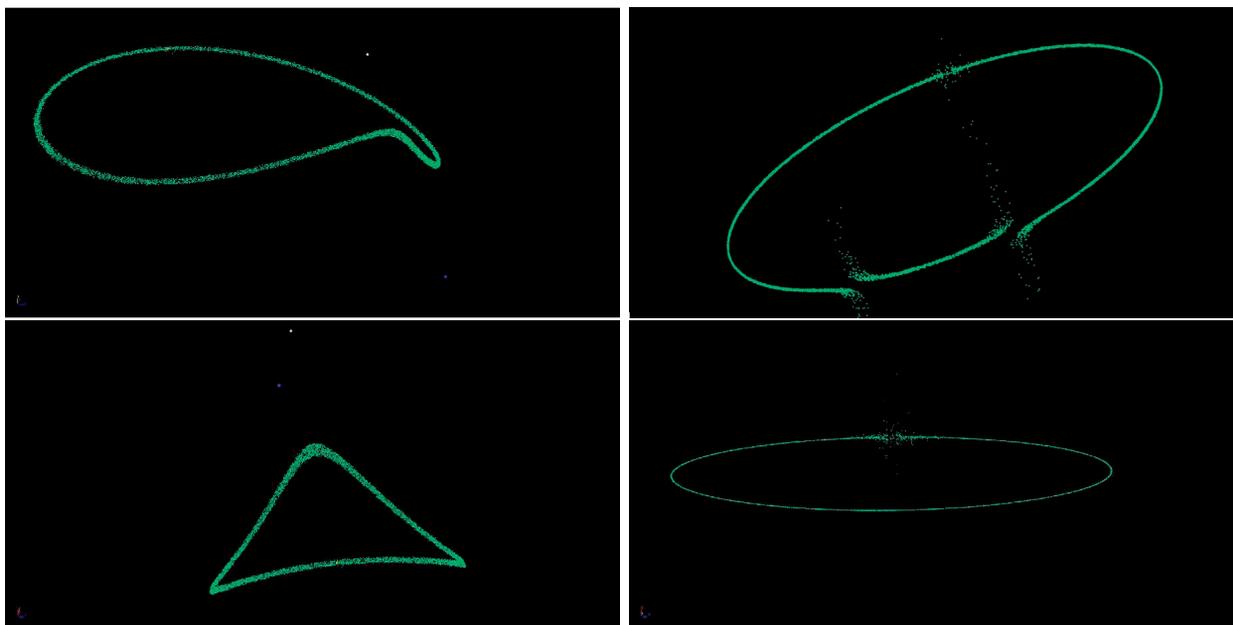
$\vec{V}_{orb}$	АКП-статистики						
ось	$N_{r_p}$	$N_{fall}^J$	$N_{fall}^\odot$	$N_{fall}^{SMBH}$	$N^{ub}$	$N^b$	$N_{HVA}$
$r_p = 100 R_\odot$							
y-сизигийная начальная конфигурация							
x	9980	20	0	0	5257	4723	3
z	9979	21	0	0	4836	5143	9
z-квадратурная начальная конфигурация							
x	9975	25	0	0	7284	2691	37
y	9972	28	0	0	6035	3937	46
$r_p = 50 R_\odot$							
y-сизигийная начальная конфигурация							
x	9979	21	0	0	5260	4719	1
z	9979	21	0	0	4654	5325	6
z-квадратурная начальная конфигурация							
x	9972	27	1	0	8583	1389	49
y	9970	28	2	0	8171	1799	78
$r_p = 25 R_\odot$							
y-сизигийная начальная конфигурация							
x	9978	22	0	0	5217	4761	1
z	9979	21	0	0	4277	5702	5
z-квадратурная начальная конфигурация							
x	9973	27	0	0	9010	963	2
y	9972	28	0	0	9868	104	2

Примечание.  $N_0$  – начальная численность АКП;  $N_{fall}^J$ ,  $N_{fall}^\odot$ ,  $N_{fall}^{SMBH}$  – число АКП, упавших на планету-гигант, звезду и СМЧД соответственно.  $N_{r_p}$  – число АКП, сохранившихся после прохождения перигелия, из них выделены статистики свободных,  $N^{ub}$  ( $\Delta E + U_b^0 > 0$ ), и связанных  $N^b$  ( $\Delta E + U_b^0 < 0$ ) с родительской системой. Приведена статистика сверхскоростных АКП,  $N_{HVA}$ . Расчеты проведены для начальных состояний планетной системы в сизигийной и квадратурной конфигурациях для двух вариантов направления начальной скорости орбитального движения планетной системы (указана ось, вдоль которой задана  $V_{orb}$  в начальный момент) и вариантов сближений  $r_p = 100 R_\odot$ ;  $50 R_\odot$ ;  $25 R_\odot$ .

Подчеркнем, что планетная система “забывает” о начальных условиях – важен тип конфигурации не в начальный момент времени, а в момент перигелийского сближения. Сизигийные начальные конфигурации в перигелие оказались квадратурными и независимо от перигелийского сближения ( $100 R_\odot$ ,  $50 R_\odot$ ,  $25 R_\odot$ ) показали стабильную статистику АКП объектов с приростом полной энергии после прохождения перигелия (~53%). В то же время начальные квадратурные конфигурации в перигелие трансформировались в сизигийные, суммарный приливный эффект в которых способствовал эффективному рассеянию АКП объектов с приростом

энергии после прохождения перигелия. Хорошо просматривается корреляция роста численности АКП объектов с приростом энергии 70, 86 и 98% при уменьшении  $r_p$  на  $100 R_\odot$ ,  $50 R_\odot$  и  $25 R_\odot$  соответственно.

Интересно сравнить моменты прохождения перигелия и финальный вид АКП-тора, рассчитанные в модели *A* для варианта с начальной квадратурной конфигурацией при  $r_p = 50 R_\odot$  (верхний ряд графиков рис. 4) и  $r_p = 25 R_\odot$  (нижний ряд графиков рис. 4). Хорошо видно, что при подлете к перигелию при  $r_p = 50 R_\odot$  (левый график верхнего ряда рис. 4) звезда заметно сместилась со



**Рис. 4.** Пространственные конфигурации планетной системы в модели  $A$ , рассчитанные для варианта с начальной квадратурной конфигурацией для  $r_p = 50 R_\odot$  (верхний ряд графиков) и  $r_p = 25 R_\odot$  (нижний ряд графиков). Графики слева соответствуют моменту прохождения звездой перигелия СМЧД, справа – финальный вид АКП-тора. Описание графиков в тексте.

своего первоначального центрального положения внутри АКП-тора к его образующей (сместилась на 5.2 а.е.) и оказалась приподнята приливной гравитацией СМЧД на  $\sim 0.25$  а.е. над плоскостью АКП-тора. При сближении на  $r_p = 25 R_\odot$  (левый график нижнего ряда рис. 4) звезда в момент прохождения перигелия вообще вылетела из тора, удалившись от положения центра АКП-тора на 6.2 а.е. Возможно, это объясняет резкое снижение статистики сверхскоростных АКП и отсутствие “АКП-фонтанов” (правый график нижнего ряда рис. 4), поскольку оставшись без “АКП-свиты”, звезда уединенно проходит область перигелия. На правом верхнем графике рис. 4 показан АКП-тор после прохождения перигелия  $r_p = 50 R_\odot$  с тремя разрывами: на заднем плане графика разрыв соответствует месту нахождения Юпитера, который расчистил вокруг себя пространство от АКП, а на переднем плане графика два приливных “АКП-фонтана” – места эффективного выброса АКП объектов, оказавшихся рядом со звездой при ее прохождении перигелия. На финальных графиках отсутствуют обозначения планеты-гиганта и звезды, как разрушенные под действием приливных сил при перигелийских сближениях, меньших  $85 R_\odot$ .

В расчетах, проведенных для  $r_p = 100 R_\odot$  и  $50 R_\odot$ , “АКП-фонтаны” образуются в обеих конфигурациях, но в расчетах с начальной квадратур-

ной конфигурацией они заметнее выражены. Также следует отметить, что расстояние между “АКП-фонтанами”, полученными в квадратурных расчетах для  $r_p = 50 R_\odot$ , сокращается, поскольку звезда при прохождении перигелия сместилась на край АКП-тора и ее сопровождает лишь небольшая доля АКП объектов, тогда как при  $r_p = 100 R_\odot$  звезда оставалась внутри тора. В расчетах с  $r_p = 25 R_\odot$  звезда вылетела из тора, в результате чего вообще не сложились условия для обмена импульсом в классической задаче трех тел.

Основные выводы из проведенных расчетов в пределах изученного диапазона  $r_p$ :

- в расчетах для варианта с начальной сизигийной конфигурацией, которая в перигелии трансформируется в квадратурную, генерация свободных АКП объектов ( $N^{ub}$ ) оказывается стабильной ( $\sim 50\%$ ) и не зависит от перигелийского сближения;
- в расчетах с квадратурной начальной конфигурацией генерация свободных АКП эффективнее ( $\sim 70\%$ ) и возрастает (до  $\sim 98\%$ ) с уменьшением  $r_p$ ;
- генерация сверхскоростных АКП ( $N_{HVA}$ ) эффективнее в вариантах с начальной квадратурной конфигурацией, которая в перигелии переходит в сизигийную с максимальным приливным эффектом; однозначной корреляции с  $r_p$  нет, по-

**Таблица 3.** АКП-статистики, полученные в расчетах для модели *B*.  $N_0 = 8140$

$\vec{V}_{orb}$	АКП-статистики						
ось	$N_{r_p}$	$N_{fall}^J$	$N_{fall}^\odot$	$N_{fall}^{SMBH}$	$N^{ub}$	$N^b$	$N_{HVA}$
$r_p = 100 R_\odot$							
у-сизигийная начальная конфигурация							
x	8120	8	12	0	3937	4183	8
z	8116	10	14	0	3928	4188	10
z-квадратурная начальная конфигурация							
x	8137	3	0	0	4499	3638	2
y	8135	5	0	0	4672	3463	0
$r_p = 50 R_\odot$							
у-сизигийная начальная конфигурация							
x	8117	9	14	0	3939	4178	9
z	8115	10	15	0	3918	4197	9
z-квадратурная начальная конфигурация							
x	8135	5	0	0	4597	3538	1
y	8135	5	0	0	4781	3354	0
$r_p = 25 R_\odot$							
у-сизигийная начальная конфигурация							
x	6629	7	19	1485	3902	2727	7
z	8117	9	14	0	3934	4183	10
z-квадратурная начальная конфигурация							
x	7845	3	0	292	4604	3241	0
y	7892	4	0	244	4747	3145	0

Примечание. Структура и описание данных аналогичны табл. 2.

скольку с уменьшением перигелия звезда постепенно выталкивается из АКП-тора, проходя перигелий СМЧД уединенно.

- независимо от типа начальной конфигурации примерно одинаковое число АКП падает на Юпитер при прохождении перигелия (~0.2%).

#### 4.2. Модели *B* и *C*

Рассмотрим в качестве начальной конфигурации возмущенное состояние планетной системы, приобретенное в результате гравитационного рассеяния АКП объектов на гиганте-Юпитере и Солнце. Для этого были использованы записи динамической эволюции планетной системы на моменты времени 2400 лет (модель *B*) и 16800 лет (модель *C*) [52]. Начальные параметры орбиты приведены в табл. 1.

Численное моделирование проводилось аналогично так же, как для модели *A*: 12 расчетов,

описывающих варианты для сизигийной и квадратурной начальной конфигураций, с учетом вариации перигелия сближения родительской звезды с СМЧД на  $100 R_\odot$ ,  $50 R_\odot$  и  $25 R_\odot$ , а также вариации направления вектора скорости орбитального движения  $V_{orb}$  в начальный момент времени (табл. 3 и 4).

Рассмотрим особенности динамической эволюции планетной конфигурации в модели *B* при сближении родительской звезды с СМЧД на расстояние  $r_p = 100 R_\odot$ . На рис. 5 (вверху, слева) показана начальная сизигийная конфигурация планетной системы, заданная в плоскости  $xy$ , в апоцентре. Направление ее орбитального движения в начальный момент времени ориентировано вдоль оси  $x$ . На правом графике верхнего ряда показана деформация АКП-тора, вытянутого приливными силами по направлению к СМЧД с заметным сужением к центральной звезде ( $t \sim 12$  лет). Это

**Таблица 4.** АКП-статистики, полученные в расчетах для модели  $C$ .  $N_0 = 5966$ 

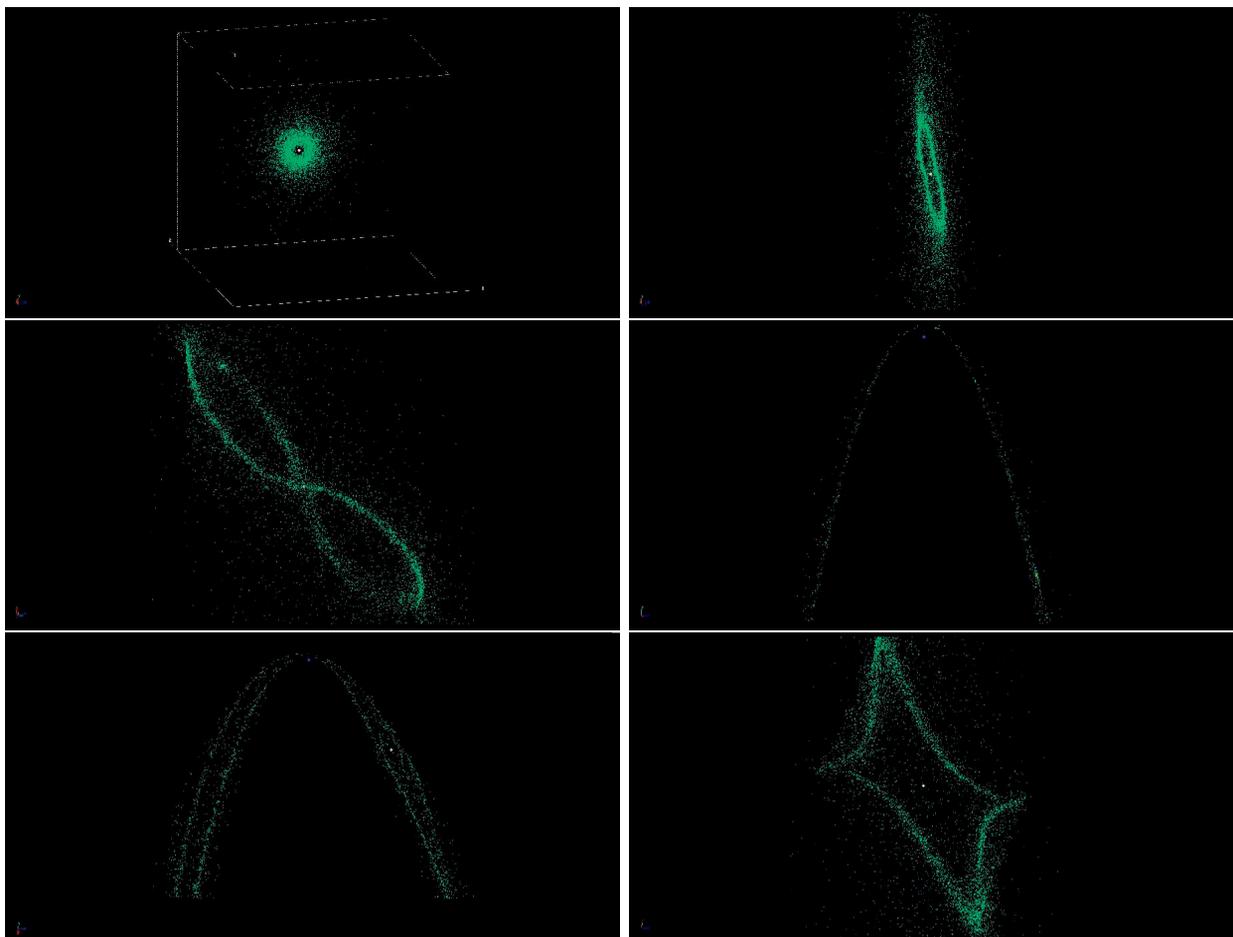
$\vec{V}_{\text{orb}}$	АКП-статистики						
ось	$N_{r_p}$	$N_{\text{fall}}^J$	$N_{\text{fall}}^{\odot}$	$N_{\text{fall}}^{\text{SMBH}}$	$N^{ub}$	$N^b$	$N_{\text{HVA}}$
$r_p = 100 R_{\odot}$							
у-сизигийная начальная конфигурация							
x	5940	14	12	0	2710	3230	6
z	5946	10	10	0	2704	3242	6
z-квадратурная начальная конфигурация							
x	5964	2	0	0	3200	2764	0
y	5965	1	0	0	3488	2477	0
$r_p = 50 R_{\odot}$							
у-сизигийная начальная конфигурация							
x	5946	14	6	0	2722	3224	5
z	5943	11	12	0	2705	3238	5
z-квадратурная начальная конфигурация							
x	5965	1	0	0	3259	2706	0
y	5964	2	0	0	3533	2431	1
$r_p = 25 R_{\odot}$							
у-сизигийная начальная конфигурация							
x	5014	10	7	935	2681	2333	3
z	5941	10	15	0	2708	3233	7
z-квадратурная начальная конфигурация							
x	5699	3	0	264	3180	2519	0
y	5680	3	0	283	3395	2285	0

Примечание. Структура и описание данных аналогичны табл. 2.

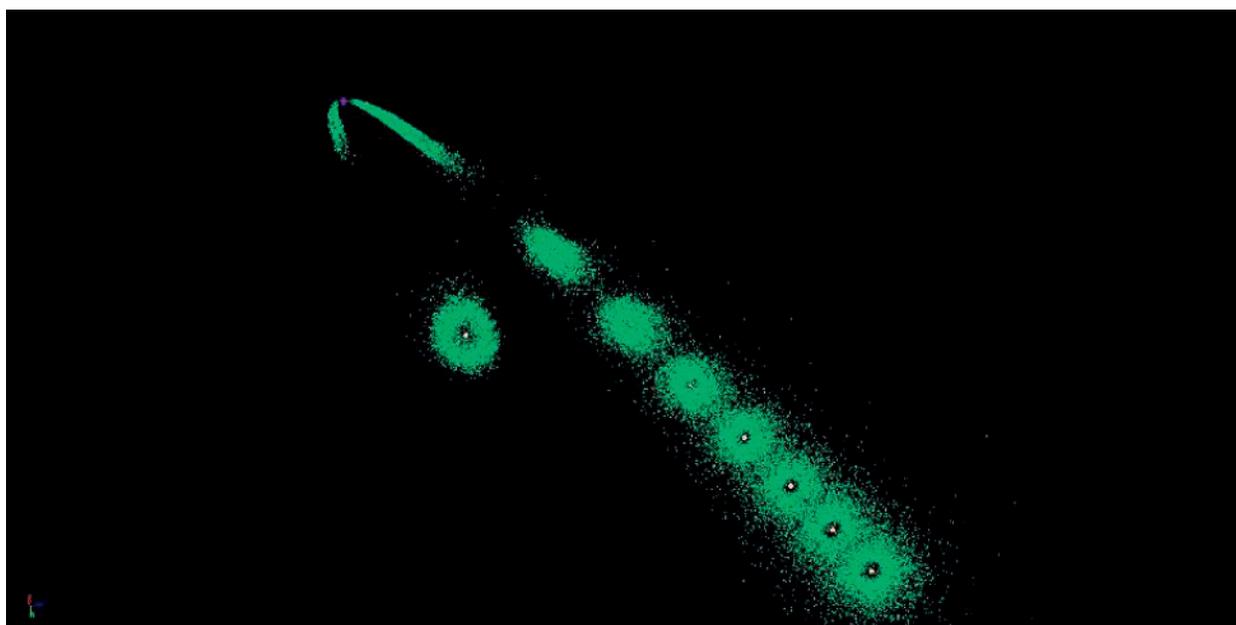
сужение (стягивание тора) становится более выраженным к моменту  $\sim 26$  лет (все еще до прохождения перицентра), когда родительская звезда своей гравитацией стягивает к себе орбиты близких АКП, собирая их в центральное облако, что придает тору форму восьмерки, в верхней части которой заметно еще одно облако (радиуса  $4.4 \times 10^{-3}$  а.е.) АКП объектов, захваченных Юпитером. Следующие два графика (правый график центрального ряда и левый график нижнего ряда) отражают процесс “спагеттизации” АКП-тора в перицентре СМЧД, соответствующий моментам прохождения перицентра Юпитером ( $\sim 30.5$  лет) и Солнцем ( $\sim 33$  лет). На правом графике нижнего ряда представлена финальная конфигурация планетной системы после сближения с СМЧД ( $t \sim 44$  лет) с остаточной приливной деформацией в форме суперэллипса (3D-аналог кривой Ламе с  $n = 1/2$ ).

На рис. 6 показана расчетная орбита (против часовой стрелки), составленная из конфигураций планетной системы в модели  $B$  для варианта с начальной квадратурной конфигурацией. В этих расчетах получается заметно меньше выбросов АКП с высокими скоростями ( $N_{\text{HVA}}$ ) по сравнению с расчетами для модели  $A$ , что объясняется, вероятно, относительно меньшей плотностью АКП объектов в окрестности Солнца при прохождении им перицентра.

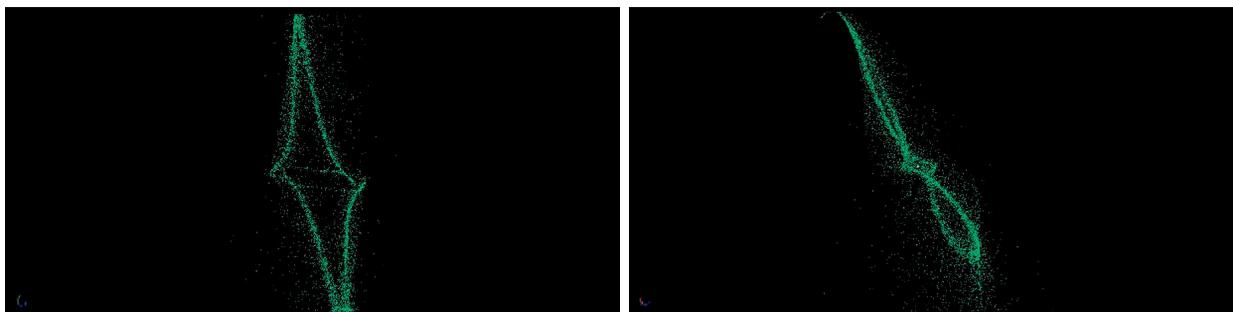
Расчеты, проведенные для модели  $B$  в сизигийной начальной конфигурации с перицентрическим сближением звезды с СМЧД на расстояниях  $r_p = 50 R_{\odot}$  и  $r_p = 25 R_{\odot}$ , позволили выделить более сложные по форме деформации планетной системы: перекрученный планетный тор с центральным суперэллипсом, как, например, показано на графиках рис. 7.



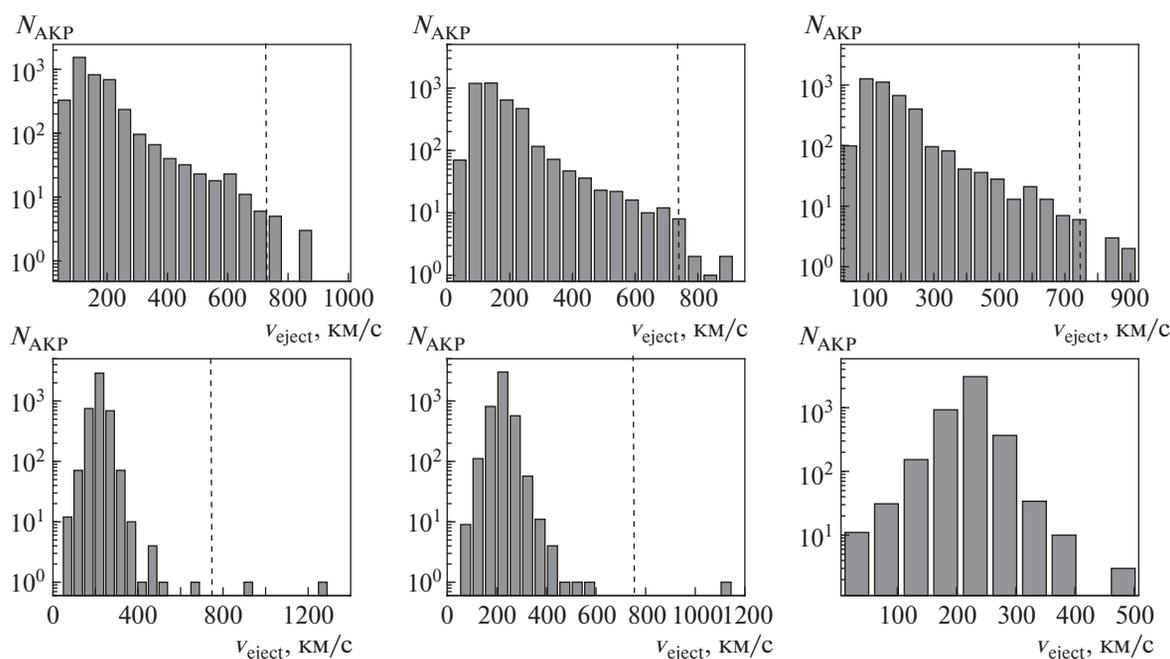
**Рис. 5.** Пространственные конфигурации планетной системы в модели  $B$  для варианта с начальной сизигийной конфигурацией с  $r_p = 100 R_{\odot}$ . Описание графиков в тексте.



**Рис. 6.** Пространственные конфигурации планетной системы, рассчитанные в модели  $B$  для варианта с начальной квадратурной конфигурацией при  $r_p = 100 R_{\odot}$ . Описание графика в тексте.



**Рис. 7.** Слева — финальная конфигурация планетной системы в модели  $B$  с  $r_p = 50 R_\odot$ . Справа — момент прохождения перигелия Юпитером в модели  $B$  с  $r_p = 25 R_\odot$ . Графики демонстрируют расчеты для варианта с сизигийной начальной конфигурацией.



**Рис. 8.** Спектры скоростей АКП объектов, рассчитанные в модели  $B$ . Описание аналогично рис. 3.

Анализ статистик свободных и связанных АКП после прохождения перигелия  $r_p = 100 R_\odot$  показывает, что в расчетах с квадратурной начальной конфигурацией генерация свободных АКП немного эффективнее ( $\sim 55\%$ ) по сравнению с сизигийной ( $\sim 50\%$ ). С уменьшением перигелийского расстояния процент освободившихся АКП в расчетах с начальной сизигийной конфигурацией почти не меняется, тогда как в расчетах с начальной квадратурной конфигурацией проявляется слабая тенденция увеличения статистики свободных АКП (с  $\sim 55$  до  $\sim 60\%$ ).

Спектры скоростей, полученные в расчетах для модели  $B$ , представлены на рис. 8. Интересно, что генерация сверхскоростных объектов из “распушенной” планетной системы в модели  $B$  не столь эффективна, как в случае с упорядоченной структурой в Модели  $A$ . В “распушенной” системе АКП рассеяны по большему объему и в момент прохождения перигелия их оказывается не так много вблизи звезды. С другой стороны, в модели  $B$  появилась статистика АКП, упавших на Солнце, Юпитер и СМЧД, причем при  $r_p = 25 R_\odot$  число АКП, упавших на СМЧД, резко возрастает, особенно в варианте с начальной сизигийной

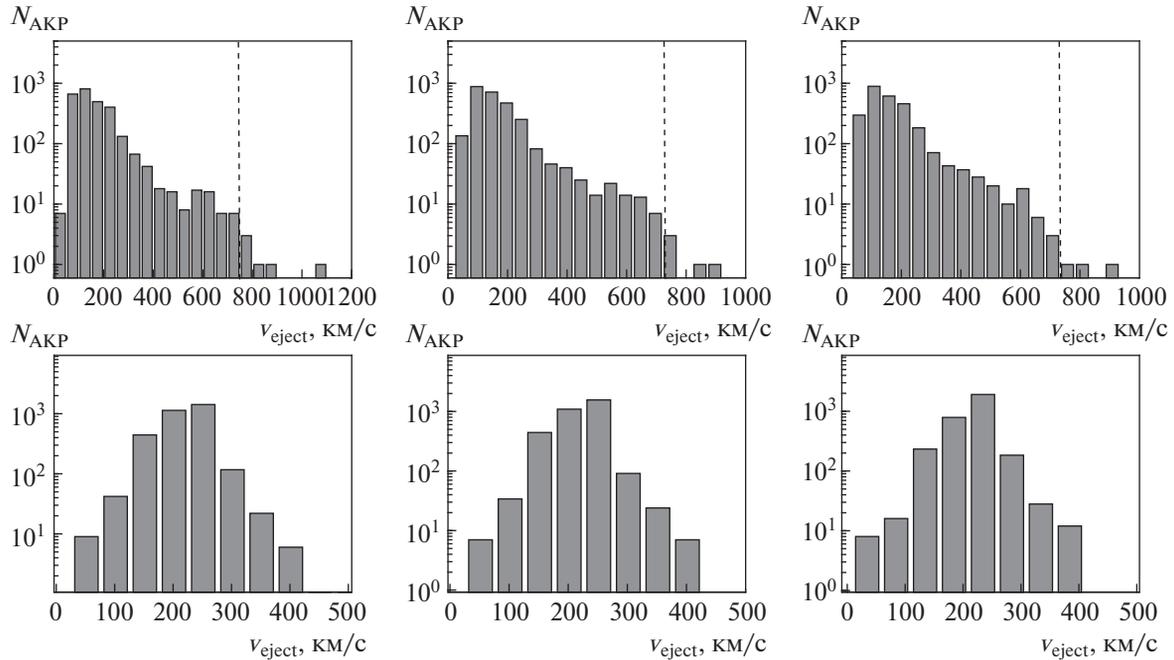


Рис. 9. Спектры скоростей рассеяния АКП объектов в модели *C*. Описание аналогично рис. 3.

конфигурацией и начальным направлением орбитальной скорости вдоль оси  $x$ .

Основные выводы, которые можно сделать из проведенных расчетов для модели *B*:

- в вариантах с начальной сизигийной конфигурацией генерация свободных АКП объектов ( $N^{ub}$ ) стабильна (~50%) и не зависит от перипетрического сближения;
- в квадратурных начальных конфигурациях генерация свободных АКП также близка к стабильной (~55%) и слабо возрастает (~55–60%) с уменьшением  $r_p$ ;
- результаты генерации сверхскоростных АКП объектов ( $N_{HVA}$ ) в вариантах с начальной сизигийной конфигурацией такие же, как в модели *A*;
- в вариантах с квадратурной начальной конфигурацией сверхскоростные АКП почти не образуются в отличие от модели *A*. Это связано с изначально высокой рассеянностью АКП объектов в модели *B*, в которой оказывается лишь малая их концентрация вблизи звезды или планеты-гиганта при прохождении перигея СМЧД;
- статистика АКП, выпавших на Юпитер, несколько меньше по сравнению с результатами расчетов, полученных в модели *A*;
- в расчетах с сизигийной начальной конфигурацией появилась статистика АКП, выпавших на Солнце, в то время как в расчетах с квадратурной начальной конфигурацией их статистика отсутствует из-за того, вероятно, что Солнце, изна-

чально находясь ближе всех к СМЧД, выталкивается ее гравитацией из тора и проходит область перигея уединенно;

- обращает внимание статистика АКП, поглощенных СМЧД, которая проявилась в расчетах с  $r_p = 25 R_\odot$ : ~20% в расчетах с сизигийной начальной конфигурацией, ~4% – с квадратурной. Возможно, в этом причина снижения статистики сверхскоростных АКП – их кандидаты оказались проглоченными СМЧД.

Интерпретация результатов расчетов, полученных в Модели *C*, остается такой же, как в модели *B*. По этой же причине для модели *C* не приведены графики приливной деформации планетной системы. На рис. 9 приведены спектры скоростей АКП объектов в модели *C*, полученные в ходе гравитационного рассеяния на СМЧД с массой  $10^6 M_\odot$  с вариацией перипетрического расстояния ( $100 R_\odot$ ,  $50 R_\odot$ ,  $25 R_\odot$ ) и вариантом конфигурации: сизигийная (верхний ряд графиков) или квадратурная (нижний ряд графиков).

Основные выводы, которые можно сделать из проведенных расчетов для модели *C*:

- в вариантах с начальной сизигийной конфигурацией генерация свободных АКП объектов ( $N^{ub}$ ) стабильна (~45%) и не зависит от  $r_p$ ;
- в квадратурных начальных конфигурациях генерация свободных АКП слабо возрастает от ~53 до 60% с уменьшением перипетрического расстояния;

- результаты генерации сверхскоростных АКП объектов ( $N_{\text{HVA}}$ ) в вариантах с начальной сизигийной конфигурацией на уровне статистик в моделях *A* и *B*;

- в вариантах с квадратурной начальной конфигурацией сверхскоростные АКП не образуются. Причина такая же, как для модели *B*: низкая концентрация АКП объектов (ввиду их разбросанности по планетному диску) вблизи звезды или планеты-гиганта во время прохождения ими перицентра СМЧД и высокая статистика АКП объектов как возможных кандидатов в HVA, поглощенных СМЧД;

- статистики АКП, выпавших на Юпитер и Солнце, как в расчетах для модели *B*;

- в расчетах с  $r_p = 25 R_{\odot}$  отмечается высокий процент АКП объектов, поглощенных СМЧД: ~16% в сизигийной начальной конфигурации, ~5% – для квадратурной.

Главный вывод расчетов, проведенных в моделях *A*, *B* и *C* – демонстрация механизма образования свободных планет и астероидов в результате прохождения их родительской звезды вблизи СМЧД и возможность генерации сверхскоростных АКП объектов со скоростями  $v_{\text{eject}} \geq 750$  км/с.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренный в статье сценарий динамического захвата родительской звезды с планетной системой в окрестность СМЧД продемонстрировал одну из возможностей образования свободных планет в галактиках с СМЧД в ядрах. Изученные в статье модели были нацелены на поиск сверхскоростных АКП, а потому рассматривались близкие перицентрические расстояния ( $< 0.5$  а.е.), тогда как реальный интервал допустимых прицельных расстояний ~100 а.е. Взаимодействие АКП объектов планетных систем звезд ядер галактик с массивными планетами этих систем и с СМЧД создает в итоге хорошо населенный компонент свободных АКП объектов ядер и гало галактик. При этом часть АКП объектов получают скорости, достаточные для их освобождения не только из ядер своих галактик, но и покидания самих галактик. Так рождается АКП компонент скоплений галактик.

Звездный высокоскоростной компонент с относительной населенностью  $\sim 10^{-5}$  сегодня хорошо известен [62]. Межзвездные галактические астероиды (например, *Wogisov*) уже найдены, очередь за межгалактическими астероидами. Отличительная особенность, которая указывает на сценарий образования межгалактической АКП при участии СМЧД, это ее высокая простран-

ственная скорость ( $\geq 1000$  км/с), которая на несколько порядков превосходит диапазон скоростей, достижимых в других механизмах освобождения планет.

К числу других механизмов можно отнести возмущающие прохождения звезд поля вблизи внешних слоев облака Оорта родительской звезды. Во-вторых, это может быть связано с влиянием Галактического прилива. Детальное изучение этих сценариев [63] показало, что за 5 млрд. лет облако Оорта может испытать ~40 000 звездных прохождений, вследствие которых лишиться до 30% малых планетных тел. Альтернативным вариантом является стадия планетарной туманности: в результате сброса своей оболочки “похудевшая” звезда не в состоянии контролировать пространство на рубеже внешних планет. Рожденные в таких сценариях свободные планеты приобретают пространственные скорости порядка нескольких км/с, что позволяет отнести их к классу “дрейфующих”.

Теоретические оценки и “наблюдаемая” частота приливного разрушения звезд  $10^{-5}$ – $10^{-6}$  в год [11, 25, 28] в результате их взаимодействия с СМЧД, а также высокая распространенность звезд с планетными системами, позволяют говорить об астероидно-кометно-планетном компоненте как полноправном наряду со звездным и газовым в строении галактик. Быстрые астероиды – главный многочисленный продукт этой работы. Кроме того, планеты обрели статус инструмента, позволяющего открывать себе подобные далеко за пределами нашей Галактики.

Гравитационное нанолинзирование открыло новую страницу в обнаружении внегалактических свободных планет. Современная оценка числа свободных планет, вытекающая из наблюдений [64], допускает, что их число в Галактике может в десятки раз превышать число звезд в ней. По данным *Subaru* в технике пиксельного линзирования *Никура* и др. [65] детектировали пока одну свободную планету в туманности *Андромеды*. Из анализа сигнатур и каустик искаженного гравитационным линзированием квазарного света по данным наблюдений с обсерватории *Vatican* и др. [66] получили ограничения на распределение объектов планетных масс в диапазоне от массы Луны до массы Юпитера, находящихся внутри галактик или их скоплений, составляющих массовую долю от массы их гало  $3 \times 10^{-4}$  и  $10^{-4}$  для галактики *QJ0158–4325* на  $z = 0.317$  и скопления галактик *SDSS J1004+4112* на  $z = 0.68$  соответственно. Важно, что эти объекты планетных масс не имеют родительской звезды, иначе ее радиус кольца Эйнштейна “поглотил” бы все производимые планетами искажения.

Таким образом, свободные планеты весьма распространены в галактиках, а фактор СМЧД позволяет им легко преодолевать межгалактические масштабы, чтобы однажды оказаться в Солнечной системе.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *E. Opik*, *Astron. J.* **10**, 153 (1971).
2. *I. Feain, P. Papapoulos, P. Ekers, and E. Middelberg*, *Astrophys. J.* **662**, 872 (2007).
3. *J. Shangguan, L. C. Ho, F. E. Bauer, R. Wang, and E. Treister*, *Astrophys. J.* **899**, id. 112 (2020).
4. *A. Tutukov and A. Fedorova*, *Astron. Rep.* **52**, 985 (2008).
5. *A. DeGraf, D. Sijacki, T. Di Matteo, K. Holley-Bockelmann, G. Snyder, and V. Springel*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **503**, 3629 (2021).
6. *E. Kruegel, A. Tutukov, and H. Loose*, *Astron. and Astrophys.* **124**, 89 (1983).
7. *A. C. Robledo-Oriús, J. P. Torres-Papaqui, A. L. Longinotti, R. A. Ortega-Minakata, et al.*, *Astrophys. J. Letters* **906**(2), id. 6 (2021).
8. *J. S. Clark, L. R. Patrick, F. Najarro, C. J. Evans, and M. Lohr*, *Astron. and Astrophys.* **649**, id. A43 (2021).
9. *S. Gezari, D. C. Martin, B. Milliard, S. Basa, et al.*, *Astrophys. J. Letters* **653**, L25 (2006).
10. *S. Gezari, T. Heckman, C. B. Cenko, M. Eracleous, et al.*, *Astrophys. J.* **698**, 1367 (2009).
11. *T. W.-S. Holoien, C. S. Kochanek, J. L. Prieto, K. Z. Stanek, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **455**, 2918 (2016).
12. *S. Komossa*, *J. High Energy Astrophys.* **7**, 148 (2015).
13. *J. Hills*, *Astrophys. J. Letters* **17**, 96 (1975).
14. *J. Hills*, *Nature* **254**, 295 (1976).
15. *J. Frank and M. Rees*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **176**, 633 (1976).
16. *V. I. Dokuchaev and L. M. Ozernoi*, *Soviet Astron. Letters* **3**, 209 (1977).
17. *H. Zhang, P. Behroozi, M. Volonteri, J. Silk, X. Fan, P. F. Hopkins, J. Yang, J. Aird*, arXiv:2105.10474 [astro-ph.GA] (2021).
18. *M. McDonald, B. R. McNamara, M. S. Calzadilla, C.-T. Chen, M. Gaspari, R. C. Hickox, E. Kara, and I. Korchagin*, *Astron. and Astrophys.* **908**, id. 85 (2021).
19. *E. A. Shah, J. S. Kartaltepe, C. T. Magagnoli, I. G. Cox, et al.*, *Astrophys. J.* **904**, id. 107 (2020).
20. *J. Aird and A. Coil*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **502**, 5962 (2021).
21. *C. Ward, S. Gezari, S. Frederick, E. Hammerstein, et al.*, *Astrophys. J.* **913**, id. 102 (2021).
22. *M. Rees*, *Nature* **333**, 523 (1988).
23. *V. Stoeger, A. Pacholczyk, and T. Stepinski*, *Astrophys. J.* **391**, 550 (1992).
24. *S. Kisaka and Ya. Kojima*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **405**, 1285 (2010).
25. *D. Syer and A. Ulmer*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **306**, 35 (1999).
26. *N. Stone and B. Metzger*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **455**, 859 (2016).
27. *T. Ryu, J. Krolik, and T. Piran*, *Astrophys. J.* **904**, id. 73 (2020).
28. *H. Pfister, M. Volonteri, and J. Dai*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **497**, 2276 (2020).
29. *N. Stone and S. van Velzen*, *Astrophys. J. Letters* **825**, id. 14 (2016).
30. *N. Stone, M. Kesden, R. Cheng, and S. van Velsen*, *General Relativ. and Gravit.* **51**, 30 (2019).
31. *I. Iben and A. Tutukov*, *Astrophys. J. Suppl.* **54**, 335 (1984).
32. *S. Chandrasekhar*, *Astrophys. J.* **93**, 285 (1941).
33. *S. Tremaine*, *Astrophys. J.* **625**, 143 (2005).
34. *E. V. Polyachenko, P. Berczik, A. Just, I. G. Shukhman*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **492**, 645 (2020).
35. *E. V. Polyachenko, P. Berczik, A. Just, and I. G. Shukhman*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **492**, 4819 (2020).
36. *S. Chandrasekhar*, *Rev. Modern Physics* **15**, 1 (1943).
37. *A. Tutukov*, *Astron. Rep.* **63**, 79 (2019).
38. *J. Ostriker and P. Peebles*, *Astrophys. J.* **186**, 467 (1973).
39. *E. M. Di Teodoro, L. Posti, P. M. Ogle, S. M. Fall, and T. Jarrett*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **507**, 5820 (2021).
40. *D. D. Nguyen, M. Bureau, S. Thater, K. Nyland, et al.*, arXiv:2110.08476 [astro-ph.GA] (2021).
41. *А. Мазевич, А. Тутуков, Эволюция звезд: теория и наблюдения* (М.: Наука, 1988).
42. *T. Wevers, S. van Velzen, P. G. Jonker, N. C. Stone, T. Hung, F. Onori, S. Gezari, and N. Blagorodnova*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **471**, 1694 (2017).
43. *T. Wevers, N. Stone, S. van Velzen, P. G. Jonker, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **487**, 4136 (2019).
44. *E. Athanassoula, J. Makino, and A. Bosma*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **286**, 825 (1997).
45. *R. J. McLure, H. J. Pearce, J. S. Dunlop, M. Cirasuolo, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **428**, 1088 (2013).
46. *J. A. O'Leary, B. P. Moster, T. Naab, and R. S. Somerville*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **501**, 3215 (2021).
47. *A. Vayner, N. L. Zakamska, R. A. Riffel, R. Alexandroff, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **504**, 4445 (2021).
48. *A. Tutukov*, *Soviet Astron.* **31**, 663 (1987).
49. *D. Barbato, A. Bonomo, A. Sozzetti, and R. Morbidelli*, *Proc. IAU Symp. 348 21st Century Astrometry: crossing the Dark and Habitable frontiers*, (2018), arXiv:1811.08249 [astro-ph.EP].
50. *M. Tuomi, H. R. A. Jones, R. P. Butler, P. Arriagada, et al.*, arXiv:1906.04644 [astro-ph.EP] (2019).
51. *J. H. Checlair, G. L. Villanueva, B. P. C. Hayworth, S. L. Olson, et al.*, *Astron. J.* **161**, 150 (2021).
52. *A. Tutukov, G. Dryomova, and V. Dryomov*, *Astron. Rep.* **64**, 946 (2020).

53. *A. Do, M. Tucker, and J. Tonry*, *Astrophys. J. Letters* **855**, id. 10 (2018).
54. *A. Siraj and A. Loeb*, arXiv:2002.01476 [astro-ph.EP] (2020).
55. *M. Froncisz, P. Brown, and R. Weryk*, arXiv:2005.10896 [astro-ph.EP] (2020).
56. *G. V. Borisov and B. M. Shustov*, *Solar System Res.* **55**, 124 (2021).
57. *L. Verlet and J. J. Weis*, *Phys. Rev. A* **5**, 939 (1972).
58. *G. Dremova, V. Dremov, and A. Tutukov*, *Astron. Rep.* **58**, 291 (2014).
59. *G. Dryomova, V. Dryomov, and A. Tutukov*, *Baltic Astronomy* **24**, 1 (2015).
60. *G. Flynn, G. Consolmagno, P. Brown, and R. Macke*, *Chemie der Erde* **78**, 269 (2018).
61. *X. Wu, B. Famaey, G. Gentile, H. Perets, and H. Zhao*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **386**, 2199 (2008).
62. *T. Marchetti*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **503**, 1374 (2021).
63. *J. A. Correa-Otto and M. F. Callandra*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **490** 2495 (2019).
64. *E. Bachelet, D. Specht, M. Penny, M. Hundertmark, et al.*, arXiv:2202.09475 [astro-ph.EP] (2022).
65. *H. Niikura, M. Takada, N. Yasuda, R. H. Lupton, et al.*, *Nature Astron.* **3**, 524 (2019).
66. *S. Bhatiani, X. Dai, and E. Guerras*, *Astrophys. J.* **885** id. 77 (2019).

## СОЛНЕЧНЫЕ ФОТОСФЕРНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ, КОРОНАЛЬНЫЕ ВЫБРОСЫ МАССЫ И РАДИОВСПЛЕСКИ II ТИПА В 23 И 24 ЦИКЛАХ

© 2022 г. И. А. Биленко\*

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 16.08.2021 г.

После доработки 16.05.2022 г.

Принята к публикации 16.05.2022 г.

Рассмотрены события радиовсплесков II типа (РВII) в декаметровом и гектометровом диапазонах от 1 до 16 МГц и зависимости параметров сопутствующих корональных выбросов массы (КВМ) от фоновых характеристик плазмы и значений межпланетного магнитного поля (ММП) в областях начала регистрации каждого радиовсплеска в 23 и 24 циклах солнечной активности. ММП рассчитывалось по данным крупномасштабных фотосферных магнитных полей на расстояниях регистрации РВII. Результаты свидетельствуют, что число РВII, средние значения параметров плазмы и ММП изменяются в виде отдельных импульсов в обоих циклах и характер их изменения отличается в 23 и 24 циклах. Различия в параметрах плазмы, ММП и КВМ могли стать причиной снижения числа РВII в 24 цикле. Большинство РВII в 23 и 24 циклах, и основное снижение их числа в 24 цикле, наблюдаются для выбросов с альвеновскими числами Маха 1–2.9. Наибольшее число РВII в 23 цикле соответствует значениям ММП 0–30 мТ, а в 24 – 30–50 мТ. Основное снижение числа РВII в 24 цикле произошло за счет событий, наблюдавшихся при ММП 0–30 мТ. Значительная часть регистрируемых, в основном, в периоды максимума солнечной активности КВМ с генерацией РВII, составляющая 61 (18.05%) в 23 цикле, и 31 (17.22%) в 24 цикле, имеют альвеновские числа Маха меньше единицы. Возможно, что в этих событиях реализуется иной, не плазменный, механизм генерации РВII.

*Ключевые слова:* Солнце, физика Солнца, солнечная активность, вспышки и подобные явления, радиовсплески

DOI: 10.31857/S0004629922080011

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Согласно современным представлениям радиовсплески II типа (РВII) в декаметровом и гектометровом (decametric/hectometric, ДН) диапазонах генерируются в результате ряда последовательности сложных процессов в магнитогидродинамических (МГД) ударных волнах. Большинство РВII связаны с корональными выбросами массы (КВМ) [1, 2, 4, 35]. Впервые интерпретация генерации РВII на фронтах ударных волн была предложена и исследована в работах [5–7]. В дальнейшем она была развита в работах [8–10] и рассмотрена в приложении к ряду конкретных наблюдений РВII и КВМ (см., напр., [1, 11–13]). Считается, что при ускорении электронов на МГД волнах генерируются плазменные (ленгмюровские) волны и затем часть энергии плазменных волн конвертируется в радиоизлучение вблизи локальной плазменной частоты и/или ее гармоники [10, 14–16]. При этом генерация

плазменных волн возможна, если скорость дрейфа электронов выше тепловой скорости, что в обычном потоке частиц не происходит. Пикельнер и Гинзбург [17] впервые предложили учесть магнитное поле при интерпретации генерации РВII на фронте бесстолкновительной ударной волны, распространяющейся почти перпендикулярно магнитному полю. В ударной волне электроны, в присутствии магнитного поля, дрейфуют относительно ионов в плоскости фронта. При достаточно больших магнитных числах Маха их скорость становится много больше тепловой скорости, и в этом случае возможны генерация плазменных волн и их последующая трансформация в радиоизлучение на частотах, близких к электронной плазменной частоте или ее второй гармоники. Было показано, что модель генерации радиоизлучения поперечной бесстолкновительной ударной волной достаточно хорошо объясняет многие наблюдаемые параметры всплесков II типа [18]. В дальнейшем этот подход был развит в

работах [10, 19–21]. Также возможен механизм генерации быстрых электронов в ударных МГД волнах, распространяющихся вдоль магнитного поля солнечной короны, который может приводить к генерации РВП [18, 22].

Из исследований КВМ, сопровождающихся РВП, следует, что сами по себе параметры КВМ или их сочетание не являются определяющими факторами для генерации РВП, поскольку для генерации РВП необходимы некие специфические условия. Зайцев [23] и Фомичев [19] показали, что наблюдаемые характеристики РВП зависят и от параметров солнечной короны, и от параметров ударных волн. На количество и параметры РВП, и РВП КВМ большое влияние оказывают крупномасштабные магнитные поля Солнца и их структурные изменения [24, 25].

Одним из условий генерации РВП является превышение скорости КВМ локальной альвеновской скорости ( $V_a$ ). Однако магнитное поле и, соответственно,  $V_a$  растут не плавно от минимума активности к максимуму, а изменяются в виде отдельных импульсов [26]. Это приводит к тому, что на разных фазах солнечного цикла при понижении магнитного поля, а следовательно, и  $V_a$  даже слабые низкоскоростные КВМ могут превысить  $V_a$  и условия могут стать благоприятными для генерации РВП. В то же время при высоких значениях  $V_a$  даже мощные высокоскоростные КВМ в максимуме солнечной активности могут оказаться ниже  $V_a$  и РВП генерироваться не будут [26].

Важным параметром для условий генерации РВП является величина альвеновского числа Маха ( $M_a$ ). В разных исследованиях были найдены значения  $M_a$  для отдельных событий. Так, для события 18 августа 2004 г.  $M_a$  было найдено равным 1.4–1.5 на расстоянии 1.6–2.1  $R_s$  [27]. Для события 13 июня 2010 г.  $M_a \approx 3.7–5$  для расстояний 1.2–1.5  $R_s$  [28]. Maguire и др. [29] для события 2 сентября 2017 г. получили значения  $M_a$  в диапазоне 1.4–2.4 на расстоянии  $\sim 1.6 R_s$ . Mann и др. [9] определили значения  $M_a$  для квазипараллельных фронтов равным 1.2–1.3, а для квазиперпендикулярных – 1.5–2.8. Следует отметить, что режим модели Пикельнера-Гинцбурга [17] может реализоваться при  $1 < M_a < 1.6$  [30]. Для случая генерации РВП в МГД ударных волнах, распространяющихся вдоль магнитного поля,  $1 < M_a < 1.5$  [22].

Но несмотря на большое число работ, посвященных формированию КВМ, ударных волн и генерации РВП, в настоящее время остаются до конца неясными как происхождение КВМ, так и РВП, и их зависимости от солнечной активности. Наблюдения отдельных событий и теоретические модели показывают возможность генерации РВП

при самых разных условиях: РВП могут генерироваться на ударных волнах, формирующихся на фронте КВМ [12, 16, 31–33], как впереди, так и позади фронта ударной волны [34], на флангах КВМ [35–37]. Зоны ускорения электронов могут иметь множественные источники [38]. В процессе излучения локализация РВП может изменяться [39]. Ряд РВП генерируются при взаимодействии двух КВМ или КВМ со струйером [31, 40]. Однако из огромного числа наблюдающихся КВМ только очень небольшая часть сопровождаются РВП. Так, с 1977 по 2017 г. наблюдалось 28998 КВМ, и только 518 КВМ сопровождались РВП, что составляет около 1%.

Целью данной работы является анализ изменений напряженности магнитного поля и параметров плазмы в областях начала генерации/регистратии каждого РВП, и рассмотрение зависимости числа РВП и параметров сопутствующих РВП КВМ от величины магнитного поля и параметров плазмы в 23 и 24 циклах.

## 2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

Исследуются изменения числа и параметров РВП КВМ и РВП в декаметровом и гектометровом диапазонах от 1 до 16 МГц в 23 и 24 циклах солнечной активности (1997–2017 гг.), что соответствует Кэррингтоновским оборотам (КО) 1918–2199. Использован каталог ДН РВП<sup>1</sup> (см. [41]). Данный каталог является наиболее полным перечнем ДН РВП в 23 и 24 циклах. В этом каталоге для каждого РВП указаны дата, время и частоты начала и окончания регистрации каждого радиовсплеска, данные о локализации и классе сопутствующей вспышки, номер активной области по NOAA, время начала регистрации, позиционный угол, скорость и угол раствора в картинной плоскости сопутствующего КВМ. В интерактивном режиме доступны динамические изображения КВМ и соответствующего РВП. В дополнение к данным этого каталога значения ускорения, массы и кинетической энергии были взяты из каталога КВМ CDAW [42]. В каталоге CDAW в интерактивном режиме доступны табличные данные измерений скорости, угла раствора и ускорения, а также значения высот наблюдений и времени измерений для каждого КВМ. Следует отметить, что значения позиционного угла, скорости и угла раствора КВМ в картинной плоскости являются измеренными величинами. Тогда как значения массы и кинетической энергии являются расчетными и, соответственно, наименее надежно определенными параметрами КВМ [43, 44].

<sup>1</sup> [http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list/radio/waves\\_type2.html](http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/radio/waves_type2.html)

Параметры солнечного ветра на орбите Земли получены из базы данных NASA/GSFC's OMNI через OMNIWeb [45].

Расчет магнитного поля в области генерации каждого РВП производился на основе формулы, предложенной в работе [46]. Значение магнитного поля определялось как суперпозиция фотосферного полярного и не полярного магнитных полей Солнца на расстоянии регистрации каждого РВП. К не полярным магнитным полям относятся фотосферные магнитные поля на широтах от  $55^\circ$  южной широты до  $55^\circ$  северной широты. Для расчета напряженности не полярного магнитного поля использованы данные синоптических карт наблюдаемого крупномасштабного фотосферного магнитного поля Солнца обсерватории WSO (Wilcox Solar Observatory) [47, 48] на этих широтах. Данные по полярным магнитным полям получены из ежедневных наблюдений на обсерватории WSO магнитных полей выше  $55^\circ$  широты в северном и южном полушариях с апертурой  $3'$ , усредненных за 10 дней и отфильтрованных низкочастотным фильтром 20 нГц.

### 3. ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ В ОБЛАСТЯХ НАЧАЛА РЕГИСТРАЦИИ РВП

Всего, согласно каталогу [41], в 23 цикле наблюдалось 338 РВП КВМ, а в 24 – 180. Изменение суммарного числа наблюдаемых РВП в каждом Кэррингтоновском обороте (КО) в 23 и 24 циклах солнечной активности представлено на рис. 1а. Из рис. 1 видно, что средние значения числа РВП и всех рассматриваемых параметров плазмы (сплошные линии на графиках рис. 1а–f) изменяются не плавно от минимума активности к максимуму, а в виде чередующихся возрастных и понижений их значений, т.е. в виде ряда последовательных импульсов. На рис. 1 стрелками показаны отдельные пики (импульсы) для каждого параметра. Для разных параметров плазмы ( $n$ ,  $h$ ,  $V$ ,  $V_a$ ,  $M_a$ ) амплитуды и положение отдельных импульсов могут отличаться. При этом видны различия в изменении частотности РВП в 23 и 24 циклах. В 23 цикле максимальное число РВП в КО наблюдалось на всех фазах цикла приблизительно на одном уровне, а в 24 цикле число РВП постепенно растет на фазе роста, затем наблюдаются резкое понижение с последующим ростом и формированием второго пика и последующее снижение на фазе спада солнечной активности.

Значение наблюдаемой частоты начала регистрации каждого РВП позволяет напрямую определить величину плотности плазмы в области его генерации, так как основная частота плазменного излучения связана с электронной плотностью соотношением:

$$F_p = 8.978\sqrt{n_e}, \quad (1)$$

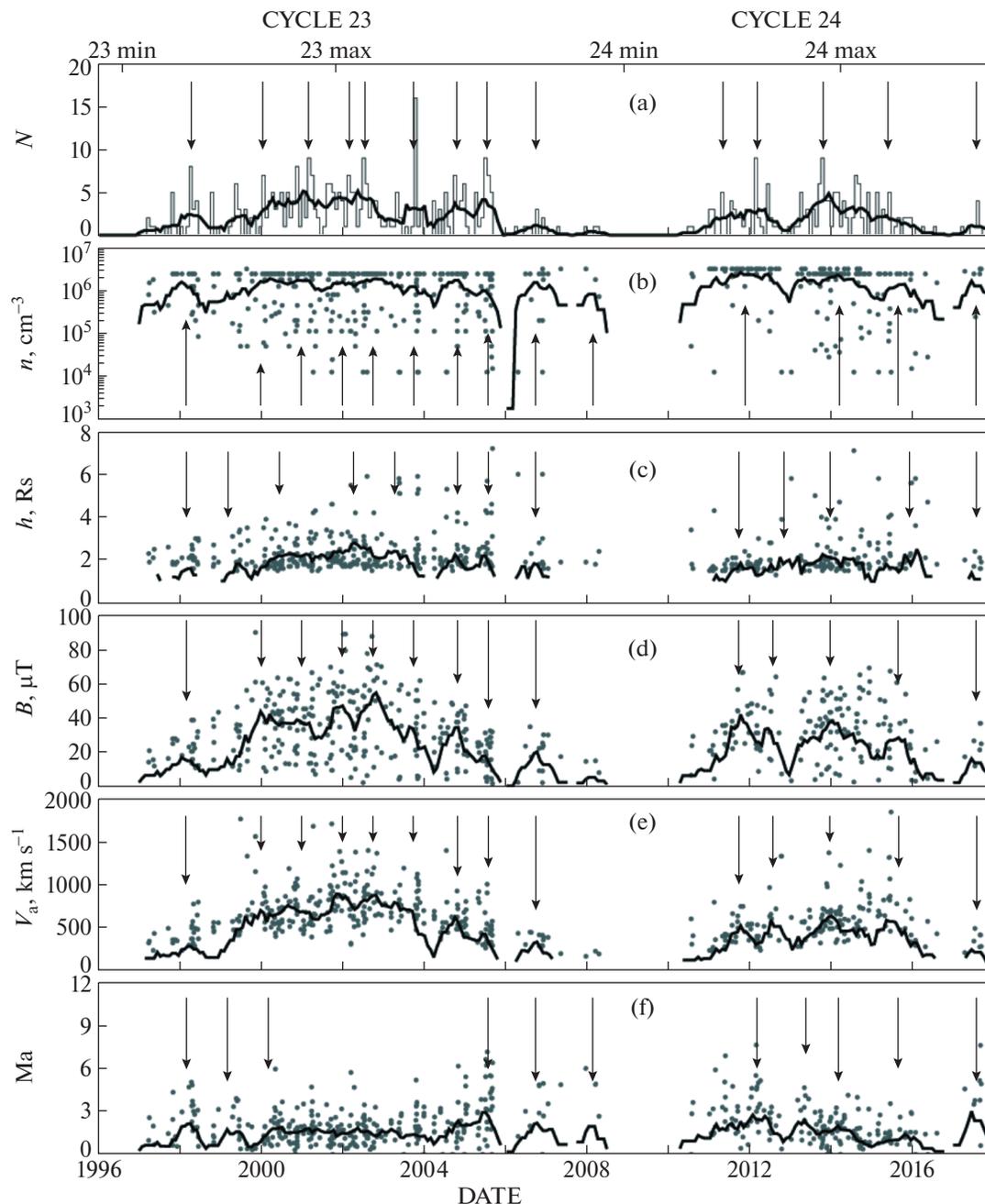
где  $F_p$  [kHz] – частота начала регистрации РВП,  $n_e$  [cm<sup>-3</sup>] – электронная плотность плазмы. Это соотношение дает возможность рассчитать электронную плотность для измеренных частот начала регистрации РВП для каждого отдельного события (рис. 1б).

Значения плотности ( $n_e$ ) начала регистрации/генерации РВП позволяют рассчитать расстояние для момента начала регистрации каждого события (рис. 1с). Для этого, как правило, используются различные модели радиального распределения плотности плазмы, так как характер изменения плотности плазмы на разных расстояниях от Солнца при разных фазах солнечной активности не известен. В данной работе вычисленные расстояния на момент начала регистрации каждого РВП при известной плотности плазмы (1) производилось на основе модели радиального распределения плотности с расстоянием [49]:

$$n_e(r) = 3.3 \times 10^5 r^{-2} + 4.1 \times 10^6 r^{-4} + 8.0 \times 10^7 r^{-6} \text{ [cm}^{-3}\text{]}. \quad (2)$$

При расчетах использовались ежедневные значения  $n_e$  на орбите Земли с учетом времени, необходимого для прохождения солнечного ветра от Солнца до Земли (4 дня). Коэффициенты в уравнении (2) умножались на  $n_e$  (1 AU)/7.2 [49]. Это дает возможность получать радиальные распределения плотности для разных моментов солнечной активности. Следует отметить, что частоты регистрации РВП ограничены предельными частотами 14 МГц для Wind/WAVES и 16 МГц для STEREO. Соответственно, для всех РВП, регистрируемых на этих частотах, 154 для данных Wind/WAVES в 23 цикле и 63 РВП по данным STEREO, начиная с 2006 г., расчетная плотность и другие параметры плазмы будут считаться параметрами начала их генерации, хотя некоторые из этих событий могли генерироваться при других параметрах плазмы на меньших расстояниях от Солнца.

Зная расстояние начала генерации/регистрации каждого РВП, можно рассчитать значение фонового магнитного поля на этом расстоянии (рис. 1d). Регулярные измерения магнитного поля на разных расстояниях от Солнца в течение циклов солнечной активности в настоящее время не проводятся. Для подобных расчетов используются различные модели. В данной работе использована модель, основанная на фактически наблюдаемых крупномасштабных полярных и не полярных фотосферных магнитных полях, являющихся видимым проявлением тороидального



**Рис. 1.** Изменение числа РВП и параметров плазмы на высотах начала регистрации каждого РВП в 23 и 24 циклах в зависимости от времени: (а) суммарного числа РВП в КО  $N$ ; (б) плотности  $n$ ; (в) высоты регистрации  $h$ ; (д) значения магнитного поля  $B$ ; (е) альвеновской скорости  $V_a$ ; (ф) альвеновского числа Маха  $M_a$ . Каждая точка соответствует конкретному событию РВП. Тонкие линии на графике (а) усредненные за КО значения, толстые линии на всех графиках, усредненные за 7 КО. Моменты максимума и минимума обоих циклов отмечены на верхней панели рисунка. Стрелками показаны отдельные пики (импульсы) для каждого параметра.

и полоидального компонентом глобального магнитного поля Солнца [46]:

$$B(t, r) = \left( \frac{B_{\text{phot}+}(t) + B_{\text{phot}-}(t)}{2} + \frac{B_{\text{pol}}(t)}{2} \right) \left( \frac{1}{r} \right)^2, \quad (3)$$

где  $B_{\text{phot}-}$  и  $B_{\text{phot}+}$  — средние значения модулей напряженности положительного и отрицательного крупномасштабного не полярного (от  $-55^\circ$  до  $+55^\circ$ ) фотосферного магнитного поля за каждый КО,  $B_{\text{pol}}$  — средняя величина суммы полярных по-

лей (выше  $55^\circ$  широты в северном и южном полушариях Солнца),  $r$  – расстояние,  $t$  – временной масштаб усреднения (1 КО). Поскольку наиболее полные данные по крупномасштабным фотосферным магнитным полям имеются на временных масштабах за КО, а по полярным полям за десять и более дней, то значения магнитного поля рассчитываются только как средние значения за КО. Достоинством данной формулы является то, что она дает возможность вычислять не только радиальное распределение магнитных полей с расстоянием, но и учитывает изменения магнитного поля на фотосфере в ходе цикла солнечной активности. Формула дает хорошее согласие со значениями магнитного поля, измеренного различными спутниками, разными методами, на разных расстояниях и на разных фазах солнечной активности (см. [46], рис. 3 и 4 и табл. 1 и 2).

Для генерации ударных волн скорость КВМ должна превышать локальную альвеновскую скорость. При этом на фронте или на флангах ударной волны создаются условия для генерации РВП [27, 50, 51]. По полученным значениям плотности плазмы (1) и магнитного поля (2) была рассчитана  $V_a$  для каждого события на расстоянии начала его регистрации (рис. 1e):

$$V_a = 2.18 \times 10^6 (B/\sqrt{n}) \text{ [km/s]}, \quad (4)$$

где  $B$  [Гс] – величина магнитного поля, рассчитанная по формуле (3), а  $n$  [см $^{-3}$ ] – электронная плотность плазмы, рассчитанная по формуле (1).

На рис. 1f показаны величины  $M_a$  для каждого события, рассчитанные как

$$M_a = V_{\text{сме}}/V_a, \quad (5)$$

где  $V_{\text{сме}}$  – скорость конкретного РВП КВМ, рассчитанная для расстояния начала регистрации данного РВП при условии сохранения КВМ постоянного ускорения. За начальное расстояние при расчете скорости принималась последняя высота регистрации КВМ по данным каталога CDAW. Учитывалось также, что КВМ распространяются в потоке фонового солнечного ветра. Полагая фоновую скорость солнечного ветра равной скорости медленного солнечного ветра ( $V_{\text{sw}}$ ), ее значение определялось по формуле, предложенной Sheeley и др. ([52]):

$$(V_{\text{sw}})^2 = 1.75 \times 10^5 (1 - \exp(-(R - 4.5)/15.2)), \quad (6)$$

где  $R$  – это расстояние, выраженное в радиусах Солнца. Эта формула дает значения скорости фонового медленного солнечного ветра в минимуме солнечной активности. В данной работе это соотношение используется для получения собственно скорости КВМ, т.е. из наблюдаемой скорости КВМ вычитается значение фоновой скорости солнечного ветра.

Из рис. 1 следует, что число событий растет с ростом магнитного поля. При этом возрастают  $V_a$  и среднее расстояние начала формирования РВП. Наибольшие расстояния начала генерации РВП наблюдаются на фазах максимума и спада в обоих циклах. Среднее значение  $M_a$  остается приблизительно на одном уровне в максимумах обоих циклов. Ход изменения среднего значения суммарного числа РВП в КО повторяет циклические изменения среднего за КО магнитного поля. Следует отметить, что в 23 цикле фотосферные магнитные поля высокой напряженности наблюдались продолжительное время на фазах роста, максимума и спада в течение 120 КО с 1930 по 2050 КО, тогда как в 24 цикле поля высокой напряженности наблюдались в течение 70 КО с 2110 по 2180 КО [53]. Соответственно, одной из причин снижения числа РВП в 24 цикле может быть уменьшение времени существования фотосферных магнитных полей высокой напряженности.

В 24 цикле изменились параметры корональной плазмы. Понизились значения и коронального магнитного поля, и плотности корональной плазмы. Это может служить объяснением того, что ДН РВП наблюдались на более низких высотах в 24 цикле (рис. 1c). Возможно, что причиной снижения числа регистрируемых ДН РВП стало то, что так как РВП в 24 цикле генерируются на более низких высотах в атмосфере Солнца, то ряд РВП метрового диапазона не получили продолжения в ДН диапазоне.

На рис. 2 показаны гистограммы числа РВП с шагом по магнитному полю 5  $\mu\text{T}$  (рис. 2a1, a2) и зависимости параметров плазмы в областях начала регистрации РВП в зависимости от величины фонового магнитного поля  $B$  для каждого РВП. В каждом цикле выделяются три группы в зависимости от  $B$ :  $0 \mu\text{T} < B < 30 \mu\text{T}$ ,  $30 \mu\text{T} < B < 50 \mu\text{T}$ ,  $B > 50 \mu\text{T}$ . В 23 цикле число РВП в каждой группе равно 159 (47.04%), 103 (30.47%) и 76 (22.49%), а в 24 цикле – 67 (37.22%), 75 (41.67%) и 38 (21.11%). События, соответствующие каждой из этих групп, отмечены соответственно ромбиками, крестиками и кружками на рис. 2 и всех последующих графиках. На рис. 2 (и рис. 4 ниже) тонкими вертикальными линиями отмечены границы этих групп на всех графиках. Наибольшее число событий в 23 цикле соответствует первой группе (159), а в 24 – второй (75). Максимальные, минимальные и средние значения рассматриваемых параметров для каждой группы в 23 и 24 циклах представлены в табл. 1. Из рис. 2 и табл. 1 следует, что события первой группы наблюдаются на наибольших расстояниях при меньших плотностях и значениях магнитного поля. Для них наблюдается наибольший разброс  $V_a$  и  $M_a$ . События второй группы наблюдаются на меньших расстояниях, при больших значениях плотности плазмы, с

**Таблица 1.** Максимальные, минимальные и средние значения параметров плазмы в областях начала регистрации РВП в 23 и 24 циклах

Параметр	Period 1			Period 2			Period 3		
	Min	Max	Mean	Min	Max	Mean	Min	Max	Mean
Cycle 23									
$n, \text{см}^{-3}$	$1.23 \times 10^4$	$3.17 \times 10^6$	$7.36 \times 10^5$	$2.51 \times 10^5$	$2.43 \times 10^6$	$2.04 \times 10^6$	$6.08 \times 10^5$	$3.18 \times 10^6$	$2.30 \times 10^6$
$r, R_s$	1.70	8.60	3.0	1.50	2.50	1.90	1.40	2.10	1.76
$B, \mu\text{T}$	1.78	28.94	17.57	30.11	49.69	39.24	50.07	89.93	60.06
$V_a, \text{км/с}$	165.41	1767.69	658.18	386.30	1400.41	587.63	630.44	1564.44	803.62
$M_a$	0.31	7.20	2.20	0.59	6.17	2.43	0.31	3.69	1.55
Cycle 24									
$n, \text{см}^{-3}$	$1.24 \times 10^4$	$3.17 \times 10^6$	$1.18 \times 10^6$	$3.75 \times 10^5$	$3.18 \times 10^6$	$2.65 \times 10^6$	$2.43 \times 10^6$	$3.18 \times 10^6$	$2.77 \times 10^6$
$r, R_s$	1.50	7.10	2.88	1.30	2.3	1.80	1.30	1.9	1.61
$B, \mu\text{T}$	2.70	29.33	17.32	30.05	49.87	37.56	50.08	69.24	56.36
$V_a, \text{км/с}$	193.24	1848.62	572.18	337.25	1068.06	477.83	562.06	888.07	682.52
$M_a$	0.25	5.51	2.20	0.61	7.64	2.51	0.36	4.67	1.81

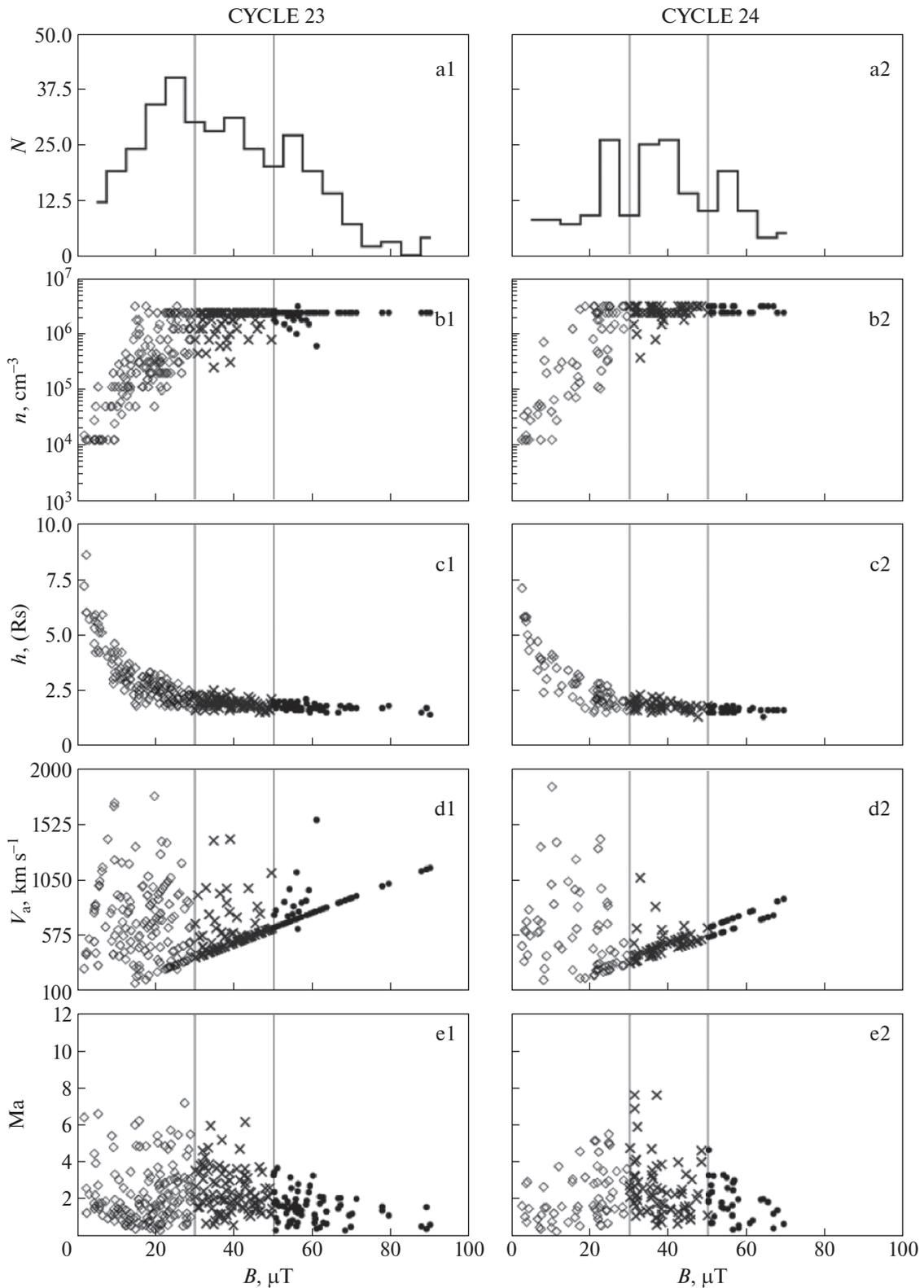
меньшим разбросом  $V_a$  и максимальными значениями  $M_a$  в 24 цикле. Третьей группе соответствуют события на предельной частоте регистрации РВП на расстояниях 1.4–2.1 (1.3–1.9)  $R_s$  в 23 (24) циклах с максимальными значениями магнитного поля, плотности и  $V_a$ . В 24 цикле расстояния регистрации РВП ниже и, соответственно, выше плотность для всех групп РВП. Средние значения  $V_a$  в 24 цикле ниже, а средние величины  $M_a$  выше для всех групп РВП.

Сопоставление числа событий в 23 и 24 циклах показывает, что основное снижение числа РВП в 24 цикле произошло за счет событий, соответствующих первой группе со 159 в 23 цикле к 67 в 24 цикле, т.е. событий, начинающихся на больших расстояниях, в областях с меньшей плотностью и величиной магнитного поля. Число событий, соответствующее второму периоду, уменьшилось со 103 до 75, а для третьей группы с 76 до 38 в 23 и 24 циклах соответственно.

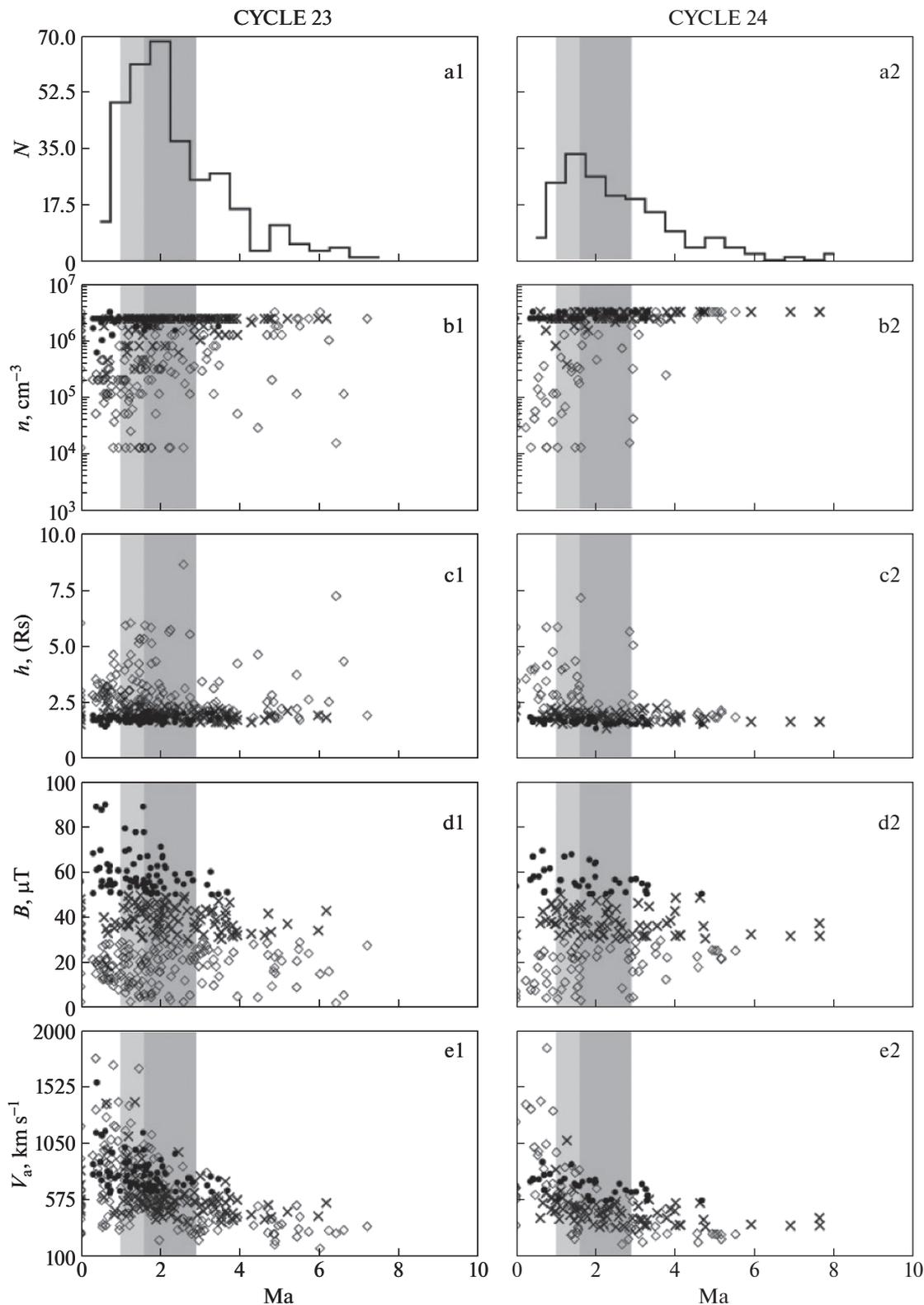
На рис. 3 приведены зависимости суммарного числа РВП в КО и параметров плазмы от величины  $M_a$ . В плазменной модели, предложенной Пикельнером и Гинцбургом [17], условия генерации РВП могут реализоваться при  $1 < M_a < 1.6$  [30]. Сюда же относятся и события для случая генерации РВП в МГД ударных волнах, распространяющихся вдоль магнитного поля  $1 < M_a < 1.5$  [22]. При  $1.6 < M_a < 2.9$  возбуждается ионно-звуковая турбулентность [54]. Значения для всех параметров плазмы, соответствующих интервалу  $1 < M_a < 1.6$ , отмечены светло-серым цветом, а  $1.6 < M_a < 2.9$  – темно-серым цветом. Из рис. 3 следует, что основное число событий РВП соот-

ветствует, примерно,  $1 < M_a < 2.9$  в обоих циклах со значениями плотности и магнитного поля в широком диапазоне. Наблюдается дополнительный пик в области  $4.5 < M_a < 5.5$  в 23 и 24 циклах.

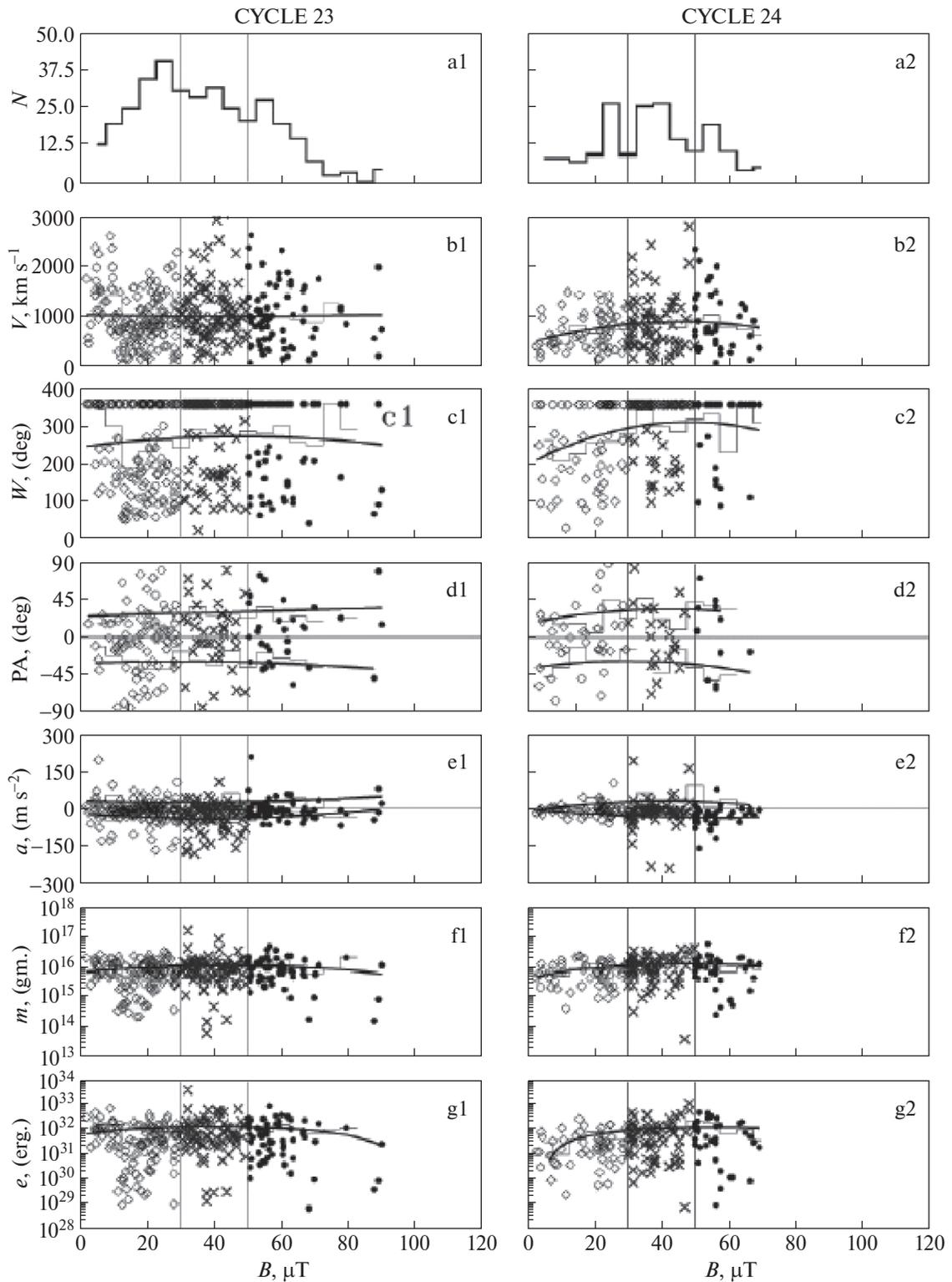
С ростом  $M_a$  значения плотности повышаются (рис. 3b1, 3b2), что соответствует уменьшению расстояния ( $h$ , рис. 3c1, c2) от Солнца. Наибольшие плотности соответствуют величинам начала регистрации на пределе чувствительности проборов Wind/WAVES и STEREO. Значения  $B$  (рис. 3d1, d2) и  $V_a$  (рис. 3e1, e2) снижаются. Резкий рост числа РВП на гистограммах в обоих циклах соответствует  $1 < M_a < 1.5$ . По-видимому, для разных КВМ, входящих в этот диапазон, реализуются различные механизмы генерации РВП. Этим значениям  $M_a$  соответствуют РВП, генерируемые ударными волнами, распространяющимися поперек магнитного поля в модели Пикельнера и Гинцбурга [17], и случаи генерации РВП, соответствующие условию Мэн и др. [9] для квазипараллельных фронтов. Часть РВП может быть связана с ударными волнами, движущимися вдоль магнитного поля, где реализуется механизм генерации РВП, предложенный в работе [22]. Следует заметить, что относительная скорость движения электронов и ионов при таком механизме много меньше тепловой скорости электронов и, следовательно, обычная бунемановская неустойчивость, имеющая место при перпендикулярных ударных волнах, не реализуется. Вместо этого развивается модифицированная бунемановская неустойчивость. В настоящее время неясно, какая модель (с поперечными или продольными по отношению к невозмущенному магнитному полю ударными волнами) является



**Рис. 2.** Зависимости параметров плазмы в областях начала регистрации каждого РВП от величины магнитного поля в 23 и 24 циклах: (a1, a2) гистограммы числа РВП  $N$ ; (b1, b2) плотности плазмы  $n$ ; (c1, c2) высоты регистрации  $h$ ; (d1, d2) альевенговской скорости  $V_a$ ; (e1, e2) альевенговских чисел Маха  $M_a$ . Тонкими вертикальными линиями отмечены границы трех групп в зависимости от  $B$ :  $0 \mu\text{T} < B < 30 \mu\text{T}$ ,  $30 \mu\text{T} < B < 50 \mu\text{T}$ ,  $B > 50 \mu\text{T}$ .



**Рис. 3.** Зависимости параметров плазмы в областях начала регистрации каждого РВП от величины альвеновского числа Маха ( $M_a$ ) в 23 и 24 циклах: (a1, a2) гистограммы числа РВП  $N$ ; (b1, b2) плотности плазмы  $n$ ; (c1, c2) высоты регистрации  $h$ ; (d1, d2) магнитного поля  $B$ ; (e1, e2) альвеновской скорости  $V_a$ . Значения для всех параметров плазмы, соответствующих интервалу  $1 < M_a < 1.6$ , отмечены светло-серым цветом, а  $1.6 < M_a < 2.9$  — темно-серым цветом.



**Рис. 4.** Зависимости параметров РВП КВМ от магнитного поля в 23 (a1–g1) и 24 (a2–g2) циклах: (a1, a2) гистограммы числа РВП КВМ  $N$ ; (b1, b2) скоростей РВП КВМ  $V$ ; (c1, c2) угла раствора  $W$ ; (d1, d2) локализации  $PA$ ; (e1, e2) ускорения  $a$ ; (f1, f2) массы и (g1, g2) кинетической энергии. Тонкие линии представляют собой гистограммы, а толстые – аппроксимации полиномами второй степени каждой зависимости. Тонкими вертикальными линиями отмечены границы трех групп в зависимости от  $B$ :  $0 \mu\text{T} < B < 30 \mu\text{T}$ ,  $30 \mu\text{T} < B < 50 \mu\text{T}$ ,  $B > 50 \mu\text{T}$ .

преобладающей для генерации РВП. В обоих случаях  $M_a$ , начиная с которого возникает радиоизлучение, приблизительно одинаково и составляет 1.25–1.3.

Всего в диапазоне  $1 < M_a < 1.6$  находится 76 (22.49%) РВП в 23 цикле и 42 (23.33%) в 24 цикле. При общем снижении числа РВП в этом диапазоне в 24 цикле относительное значение числа РВП выше, чем в 23. В диапазоне  $1.6 < M_a < 2.9$  находится 111 (32.84%) РВП в 23 цикле и 51 (28.33%) в 24 цикле. Основное снижение числа РВП в 24 цикле наблюдается именно для значений  $1 < M_a < 2.9$  со 187 в 23 цикле к 93 в 24 цикле. В этой же зоне находятся почти все события, соответствующие сильным магнитным полям (третьей группе по  $B$ ). При этом в 24 цикле в интервале  $1.6 < M_a < 2.9$  значительно снижено число событий с начальными плотностями плазмы менее  $10^6 \text{ см}^{-3}$ , фоновым магнитным полем менее  $20 \mu\text{T}$ , начинающихся на высотах более  $2.5 R_s$ . Число событий с  $M_a > 2.9$  изменяется с 31 (9.17%) в 23 к 49 (27.22%) в 24 циклах, т.е. их относительное число в 24 цикле примерно в 3 раза больше, чем в 23. Этим величинам  $M_a$  соответствуют события первой и второй групп по магнитному полю с наименьшими значениями расстояний, высокими значениями плотности плазмы,  $V_a$  ниже  $\approx 800 \text{ км/с}$ . Наблюдается большое число РВП с  $M_a \leq 1$ : 61 событие (18.05%) в 23 цикле и 31 (17.22%) в 24 цикле. Относительно общего числа событий для каждого цикла число РВП КВМ с  $M_a \leq 1$  остается примерно одинаковым. Эти события регистрируются на высотах  $1.4\text{--}4.6 R_s$  ( $1.5\text{--}5.8 R_s$ ) в 23 (24) циклах при значениях  $n_e$ ,  $B$  и  $V_a$  в широком диапазоне.

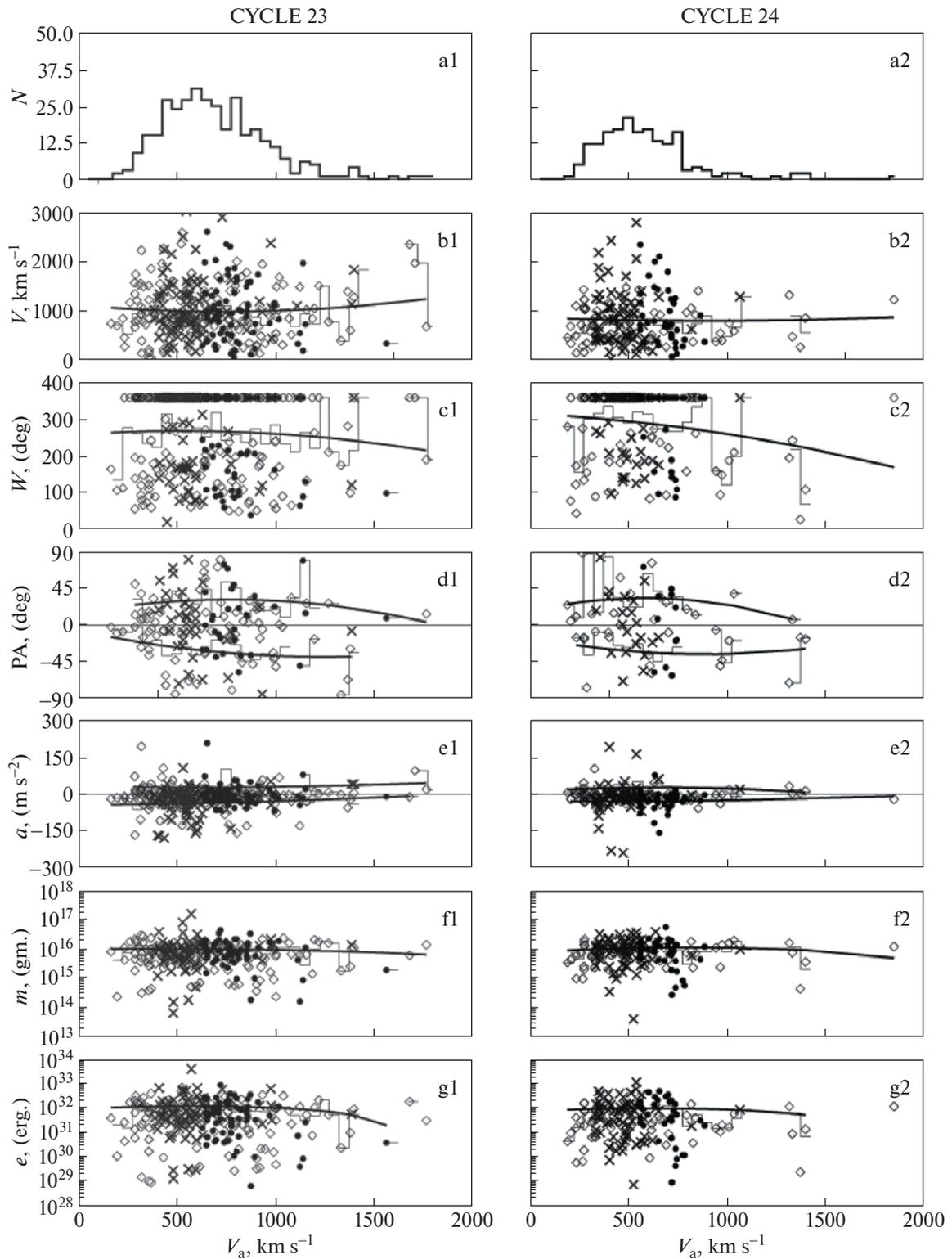
#### 4. ЗАВИСИМОСТИ ПАРАМЕТРОВ РВП КВМ ОТ ВЕЛИЧИНЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ, АЛЬВЕНОВСКОЙ СКОРОСТИ И АЛЬВЕНОВСКОГО ЧИСЛА МАХА В ОБЛАСТИ НАЧАЛА РЕГИСТРАЦИИ КАЖДОГО СОБЫТИЯ В 23 И 24 ЦИКЛАХ

Зависимости параметров РВП КВМ от величины  $B$ ,  $V_a$  и  $M_a$  на момент начала регистрации каждого РВП в 23 и 24 циклах приведены на рис. 4–6. Для каждого параметра дополнительно показаны гистограммы его величины (тонкие линии) и аппроксимации полиномами второй степени (толстые линии), которые демонстрируют общие тренды для каждой зависимости. Для параметра  $PA$  (локализация КВМ по широте) показаны только события, не относящиеся к типу HALO.

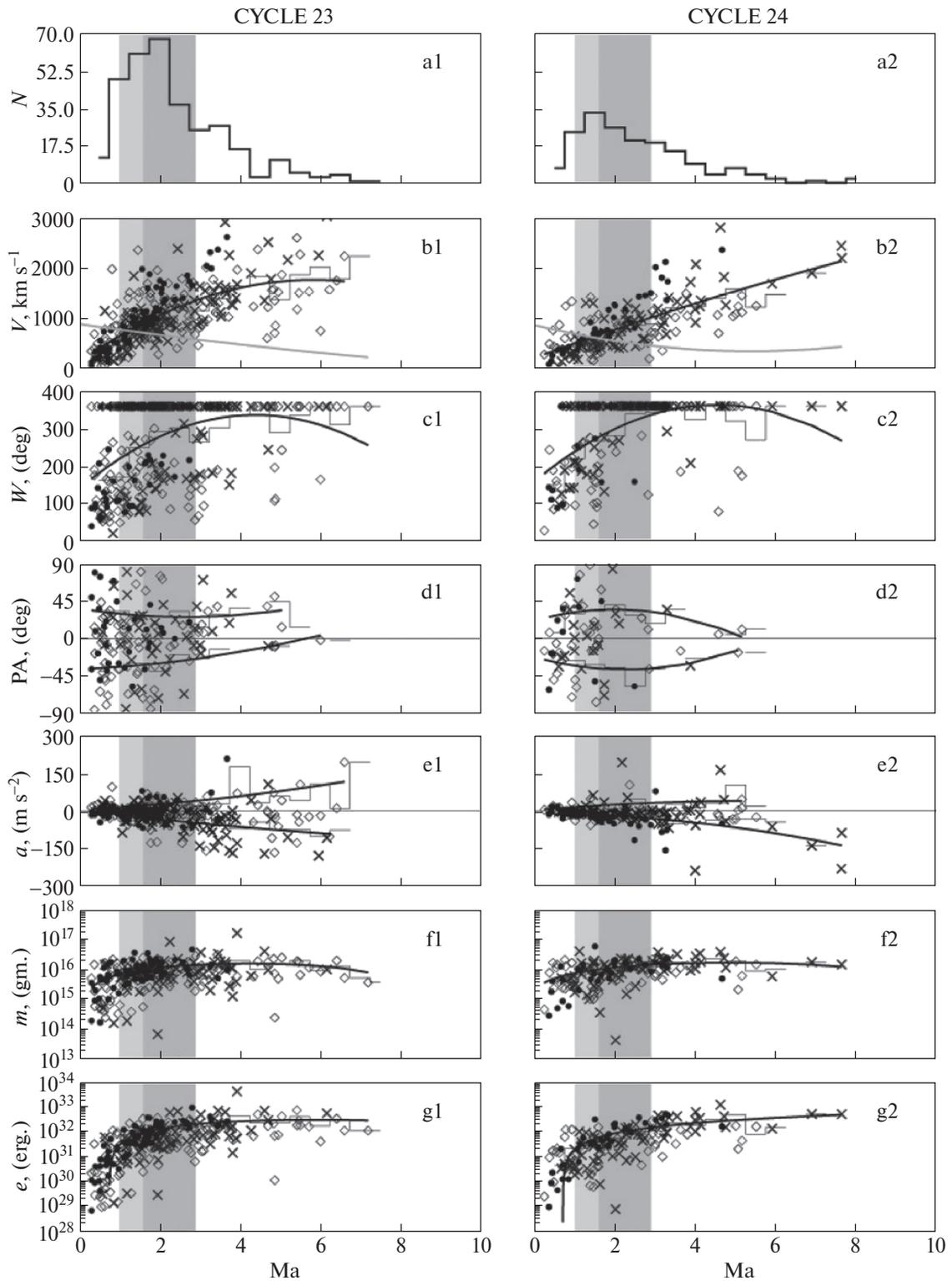
На рис. 4 приведены гистограммы суммарного числа РВП КВМ в КО с шагом  $5 \mu\text{T}$  и зависимости параметров РВП КВМ от  $B$ . Как и на рис. 2, выделены три группы в зависимости числа РВП КВМ от  $B$ . Из рис. 4 следует, что в первой группе, в которой наблюдается наибольшее снижение числа РВП в 24 цикле, снизилась средняя скорость РВП КВМ, резко уменьшилось число и высокоскоростных, и низкоскоростных событий. КВМ с  $V_{\text{сме}} > 1500 \text{ км/с}$  полностью отсутствуют в 24 цикле (рис. 4b1, b2), уменьшилось число РВП КВМ типа HALO с 74 до 27 (рис. 4c1, c2), уменьшилось число высокоширотных событий (рис. 4d1, d2) и понизились значения ускорений РВП КВМ (рис. 4e1, e2). Средние масса и энергия РВП КВМ остались примерно на одном уровне (рис. 4f1, f2, g1, g2). РВП КВМ с наибольшими скоростями, углами раствора, массой и энергией соответствуют второй группе. В третьей группе зависимости скорости, ускорения, массы и энергии от  $B$  отличаются в 23 и 24 циклах. В 23 цикле среднее значение скорости РВП КВМ остается на одном уровне, ускорения растут, а массы и энергии снижаются, а в 24 цикле средние значения скорости и ускорения снижаются, а массы и энергии остаются, приблизительно, на одном уровне.

На рис. 5 показаны гистограммы суммарного числа РВП КВМ в КО с шагом  $50 \text{ км/с}$  и зависимости их параметров от величины  $V_a$  в 23 и 24 циклах. Так как магнитное поле в 24 цикле значительно ниже, чем в 23, то и верхний предел значений  $V_a$  для большинства событий в 24 цикле смещен в сторону более низких величин. Однако резкий рост числа РВП начинается примерно одинаково, с  $V_a \approx 250 \text{ км/с}$  в обоих циклах. Из рис. 5 следует, что в обоих циклах распределения числа событий имеют широкие максимумы с рядом отдельных пиков. В 23 цикле наблюдается один более высокий максимум числа РВП КВМ при  $V_a \approx 600 \text{ км/с}$ , а также два дополнительных максимума при  $V_a \approx 450 \text{ км/с}$  и  $V_a \approx 800 \text{ км/с}$ . В 24 цикле главный максимум соответствует  $V_a \approx 500 \text{ км/с}$ , а более низкий пик  $V_a \approx 750 \text{ км/с}$ . Общие тренды для каждого из параметров РВП КВМ приблизительно одинаковы и в 23, и в 24 циклах. В области  $V_a$  от 500 до 1000 км/с и в 23, и в 24 циклах находятся РВП КВМ из третьей группы зависимости от магнитного поля, т.е. РВП КВМ с максимальными значениями магнитного поля для данного цикла.

На рис. 6 представлены гистограммы суммарного числа РВП КВМ в КО с шагом 0.5 и зависимости параметров РВП КВМ от значений  $M_a$ . Аналогично обозначениям на рис. 3, значения параметров КВМ, соответствующих интервалам  $1 < M_a < 1.6$ , отмечены светло-серым цветом, а



**Рис. 5.** Зависимости параметров РВП КВМ от величины альвеновской скорости в 23 (a1–g1) и 24 (a2–g2) циклах: (a1, a2) гистограммы числа РВП КВМ; (b1, b2) скоростей РВП КВМ  $V$ ; (c1, c2) угла раствора  $W$ ; (d1, d2) локализации  $PA$ ; (e1, e2) ускорения  $a$ ; (f1, f2) массы  $m$ ; (g1, g2) кинетической энергии  $e$ . Тонкие линии представляют собой гистограммы, а толстые – аппроксимации полиномами второй степени каждой зависимости. Обозначения те же, что и на рис. 4.



**Рис. 6.** Зависимости параметров РВП КВМ от значений альвеновского числа Маха в 23 (a1–g1) и 24 (a2–g2) циклах: (a1, a2) гистограммы числа РВП КВМ; (b1, b2) скоростей РВП КВМ; (c1, c2) угла раствора; (d1, d2) локализации; (e1, e2) ускорения; (f1, f2) массы; (g1, g2) кинетической энергии. Значения для всех параметров плазмы, соответствующих интервалу  $1 < M_a < 1.6$ , отмечены светло-серым цветом, а  $1.6 < M_a < 2.9$  – темно-серым цветом. Обозначения те же, что и на рис. 4.

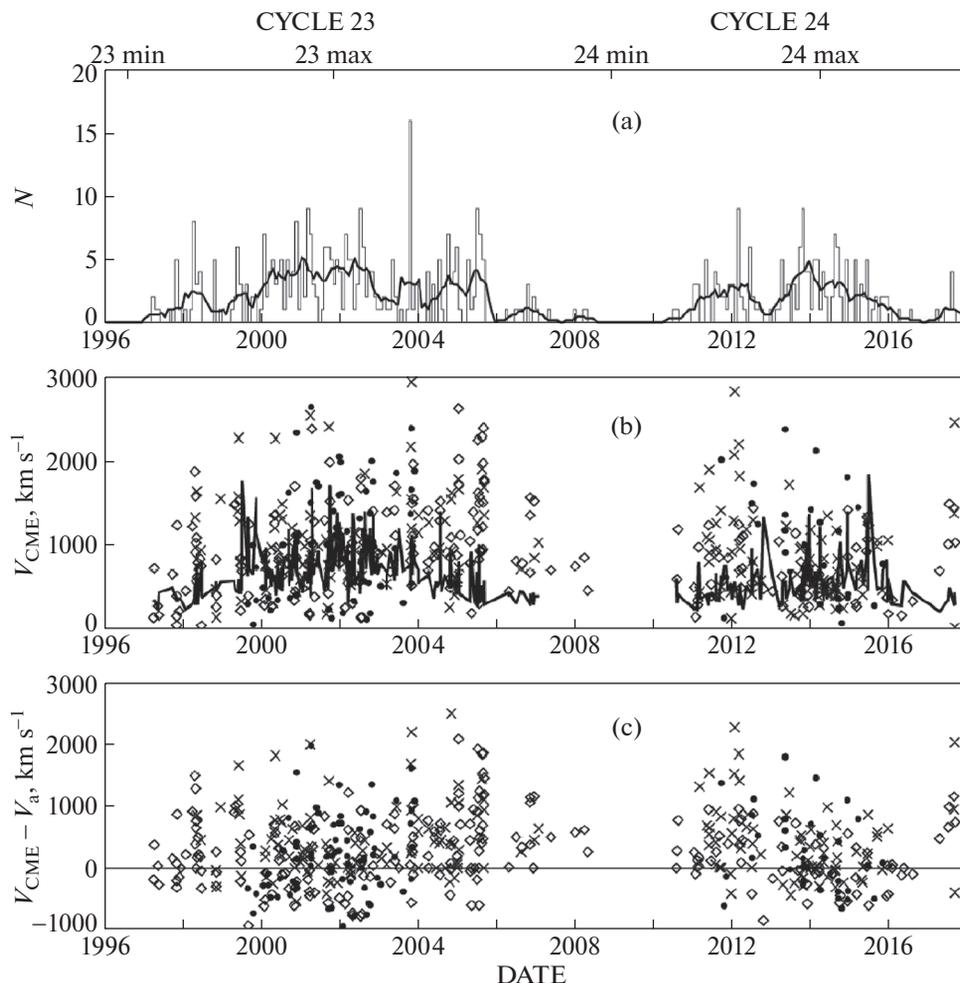
$1.6 < M_a < 2.9$  – темно-серым цветом. Из приведенных зависимостей следует, что с ростом  $M_a$  растут скорости, масса, энергия и абсолютные значения ускорения. Значения угла раствора КВМ, не относящиеся к типу HALO, растут при увеличении  $M_a$  до 4.5, а затем снижаются. Большинство РВИ КВМ с  $1 < M_a < 1.6$  имеют скорости от  $\approx 300$  до  $\approx 1300$  км/с, ускорение от  $-50$  до  $+50$  м/с<sup>2</sup>. То есть РВИ, которые согласно теоретическим моделям могут генерироваться при  $1 < M_a < 1.6$ , соответствуют не самые мощные и не самые быстрые КВМ. РВИ КВМ с  $1.6 < M_a < 2.9$ , в среднем, имеют более высокие значения всех параметров и, в основном, имеют отрицательное ускорение. Это более быстрые и мощные события, локализованные, в основном, на средних широтах в 24 цикле и на средних и низких широтах в 23 цикле. Основное снижение числа РВИ КВМ произошло именно для событий с  $1 < M_a < 2.9$ . РВИ КВМ с  $M_a$  более 3 имеют наивысшие скорости, значения массы, энергии и доминирующее отрицательное ускорение. События типа “не HALO” имеют более низкие значения угла раствора и относятся к первой и второй группам по магнитному полю. Все КВМ с  $M_a > 6.1$  в 23 цикле и с  $M_a > 5.2$  в 24 цикле – это КВМ типа HALO.

На рис. 6b1, b2 показаны также средние за КО значения  $V_a$  (тонкая светлая сплошная линия). Для РВИ КВМ с  $V_{\text{сме}} \leq V_a$  также и  $M_a \leq 1$  и, соответственно, ударные волны возникать не могут. В 23 цикле наблюдалось 61 (18.05%), а в 24–31 (17.22%) подобное событие. Это может свидетельствовать о том, что РВИ, сопутствующие этим КВМ, могут быть следствием разных механизмов генерации. В эту группу входят КВМ, локализованные на всех широтах, с низким ускорением, массой и энергией, средними скоростями, обладающие широким диапазоном углов раствора. Следует отметить, что ударные волны от КВМ, имеющих малые углы раствора и локализованных вблизи края солнечного лимба, могут не регистрироваться на орбите Земли. Для КВМ, произошедших вблизи центра солнечного диска и сопровождающихся генерацией РВИ, должны наблюдаться ударные волны на орбите Земли с соответствующей временной задержкой. Однако для довольно большого числа таких РВИ КВМ ударные волны на орбите Земли не наблюдаются. Выяснение этого вопроса очень важно, так как РВИ используются в качестве ранних индикаторов в прогнозировании космической погоды.

В работе [55] были рассмотрены РВИ, наблюдавшиеся на Wind/WAVES с сопутствующими КВМ, локализованными в пределах  $30^\circ$  от центрального меридиана. Ими было обнаружено, что

21 из 74 РВИ КВМ (28%) не сопровождались ударными волнами на орбите Земли, хотя для этих КВМ ударные волны должны были регистрироваться на орбите Земли с соответствующим временным запаздыванием. Параметры РВИ КВМ, не сопровождавшихся наблюдениями ударных волн на орбите Земли, были сопоставлены с параметрами РВИ КВМ, сопровождавшихся наблюдениями ударных, и с параметрами КВМ, не сопровождавшихся РВИ. Согласно их результатам параметры РВИ КВМ, не сопровождавшихся наблюдениями ударных волн на орбите Земли, значимо отличались. Это были слабые, низкоскоростные, с малыми углами раствора КВМ. Они предположили, что поскольку это довольно слабые события (это соответствует значениям параметров ряда КВМ с  $V_{\text{сме}} \leq V_a$ , полученными в данном исследовании), то, возможно, что ударные волны формируются на малых расстояниях от Солнца, а затем затухают, так как у КВМ нет достаточной энергии для поддержания необходимых для ударной волны условий. Однако следует заметить, что в данной работе параметры плазмы определялись на моменты начала регистрации каждого события. Для РВИ с начальной частотой, равной предельной частоте регистрации по данным Wind (14 МГц), в 23 цикле было зарегистрировано 20 РВИ, а в 24 – 14 РВИ. Для РВИ с начальной частотой, равной предельной частоте регистрации по данным STEREO (16 МГц), в 24 цикле было зарегистрировано 2 РВИ. Для этих событий возможно, что ударные волны формировались на более низких высотах, а к моменту их регистрации они уже затухли, но для 41 (65.57%) РВИ в 23 цикле и 15 (48.39%) РВИ в 24 цикле, начало регистрации которых соответствует более низким частотам и, соответственно, большим расстояниям, это объяснение не подходит. Также в работе [55] было предположено, что поскольку исследуемые ими КВМ имеют малые углы раствора, то на направление их распространения могут оказывать влияние близлежащие корональные дыры, и на орбите Земли может фиксироваться только область КВМ без ударной волны. Однако 24 (39.34%) РВИ КВМ с  $V_{\text{сме}} \leq V_a$  и  $M_a \leq 1$  в 23 цикле и 17 (54.84%) в 24 – это КВМ с углом раствора более  $100^\circ$ , а 14 (22.95%) в 23 и 8 (25.81%) РВИ КВМ в 24 циклах в этой группе являются КВМ типа HALO и, следовательно, это объяснение для данных событий не подходит.

На рис. 7b отдельно показаны значения скорости для каждого РВИ КВМ (значки) и рассчитанные для каждого КО  $V_a$  (сплошная линия), а на рис. 7c – разность между  $V_{\text{сме}}$  РВИ КВМ и  $V_a$  для каждого события. На рис. 7a повторен график изменения суммарного числа РВИ КВМ в КО для удобства сопоставления. События со скоростью меньше  $V_a$  наблюдаются в периоды максимума



**Рис. 7.** Зависимости параметров РВП КВМ от времени: (а) изменение суммарного числа РВП КВМ в КО в 23 и 24 циклах; (б) скоростей РВП КВМ, значки обозначают значения скорости каждого РВП КВМ, соответствующие трем группам по  $B$ , сплошной жирной линией показаны рассчитанные для каждого КО значения альвеновской скорости; (с) отклонений скорости каждого РВП КВМ от альвеновской скорости.

обоих циклов. Они могут соответствовать всем трем группам по магнитному полю. Одним из объяснений того, что для ряда событий скорость РВП КВМ ниже  $V_a$ , а РВП наблюдаются, может служить то, что  $V_a$  рассчитывалась не конкретно для момента наблюдения каждого КВМ, а как среднее значение за КО. Для расчета плотности плазмы в области РВП КВМ была использована модель [49], которая тоже дает приблизительные значения. Соответственно, в конкретные моменты наблюдения РВП КВМ  $V_a$  могла быть ниже. Кроме того, в каталоге CDAW представлены значения скоростей КВМ в картинной плоскости, определенные только для одной области каждого КВМ, движущейся с наибольшей скоростью, использование которых является допустимым при статистических исследованиях [56]. Но большое относительное число этих событий (18.05% в 23 цикле и 17.22% в 24-м), которое остается на од-

ном уровне в обоих циклах, а также концентрация параметров этих КВМ к определенным значениям и фазе солнечной активности свидетельствуют о неслучайном характере их появления.

Большинство исследованных РВП считаются генерируемыми плазменным механизмом с локализацией на или за фронтом или на флангах ударной волны, вызванной КВМ. Режим модели [17] при перпендикулярных ударных волнах может реализоваться при  $1 < M_a < 1.6$ , а в случае генерации РВП в МГД ударных волнах, распространяющихся вдоль магнитного поля  $1 < M_a < 1.5$  [22]. Возможно, что для РВП, соответствующих КВМ со скоростями, равными или ниже  $V_a$  и  $M_a \leq 1$ , могут реализовываться какие-то иные механизмы генерации РВП, например, механизм, предложенный в работе [57]. Согласно этой модели часть событий может быть связана с генерацией неко-

герентного синхротронного излучения от около релятивистских электронов, взаимодействующих с магнитным полем в области КВМ или между ударной волной и КВМ. Источниками релятивистских электронов могут быть быстрая ударная волна, вызванная КВМ, вспышка, токовый слой КВМ или некий иной процесс выделения энергии. В работе [58] детально рассмотрен ряд событий, для которых возможно реализуется синхротронный механизм генерации РВП вместо плазменного. РВП с предполагаемым синхротронным механизмом связаны с быстрыми КВМ, имеющими большой угол раствора, часто это КВМ типа HALO. Эти РВП имеют широкую частотную полосу, которая в несколько раз превышает полосу частот РВП с плазменным механизмом. Возможно, что большой угол раствора КВМ может приводить к увеличению масштаба неоднородности областей, ответственных за радиоизлучение. Кроме того, в подобных событиях зависимости частоты от времени как наблюдаемые, так и рассчитанные, не соответствуют тем, которые должны быть в РВП при плазменном механизме [57].

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты исследования РВП и РВП КВМ, а также параметров плазмы на моменты начала генерации/регистрации каждого РВП в 23 и 24 циклах с 1995 по 2017 г. Результаты свидетельствуют, что число РВП и средние значения  $B$ ,  $V_a$ ,  $h$ ,  $n_e$  и  $M_a$  изменяются в виде отдельных импульсов в обоих циклах. Рассчитанные для областей начала регистрации каждого РВП значения  $B$ ,  $V_a$ ,  $h$ ,  $n_e$  и  $M_a$ , как и параметры РВП КВМ, отличаются в 23 и 24 циклах. В обоих циклах к максимуму активности  $B$ ,  $V_a$  и  $h$  растут, а  $M_a$  остается приблизительно на одном уровне, но в 23 цикле максимальное число РВП в КО и средние значения всех параметров плазмы наблюдались на всех фазах цикла, приблизительно, на одном уровне. В 24 цикле в изменениях числа РВП в КО и значениях всех параметров плазмы наблюдаются два пика с характерным провалом. Наибольшие расстояния начала генерации РВП наблюдаются на фазах максимума и спада в обоих циклах.

Число событий растет с ростом магнитного поля. При этом возрастает и среднее расстояние начала генерации РВП, растет  $V_a$  и, соответственно, снижается  $M_a$ . В зависимости от  $B$  выделяются три группы в каждом цикле:  $0 \mu\text{T} < B < 30 \mu\text{T}$ ,  $30 \mu\text{T} < B < 50 \mu\text{T}$ ,  $B > 50 \mu\text{T}$  с числом РВП КВМ в каждой группе: 159, 103 и 76 в 23 цикле и 67, 75 и 38 в 24 цикле. Наибольшее число РВП КВМ в 23 цикле соответствует первой группе (159), а в 24 – второй (75). В 24 цикле число РВП КВМ уменьшилось во всех группах, но основное сни-

жение произошло за счет событий первой группы со 159 до 67, регистрируемых при низких плотностях и больших расстояниях. При этом в 24 цикле снизилась средняя скорость РВП КВМ, уменьшилось число как высокоскоростных, так и низкоскоростных событий. Полностью отсутствуют КВМ с  $V_{\text{сме}} > 1500$  км/с. Также снизилось среднее значение угла раствора, уменьшилось число КВМ типа HALO, число высокоширотных событий, значения ускорения и средняя энергия РВП КВМ. События второй группы ( $30 \mu\text{T} < B < 50 \mu\text{T}$ ) наблюдаются на меньших расстояниях, при больших значениях плотностях плазмы, с меньшим разбросом  $V_a$ , максимальными значениями  $M_a$  и  $V_{\text{сме}}$  в 24 цикле. К третьей группе ( $B > 50 \mu\text{T}$ ) относятся события, регистрируемые на минимальных расстояниях при максимальных значениях  $B$ ,  $n_e$  и  $V_a$ .

На снижение числа РВП в 24 цикле могло повлиять уменьшение времени существования фотосферных магнитных полей высокой напряженности. В 23 цикле фотосферные магнитные поля высокой напряженности наблюдались в течение 120 КО с 1930 по 2050 КО, тогда как в 24 цикле поля высокой напряженности наблюдались в течение 70 КО с 2110 по 2180 КО [53]. Возможно, что причиной снижения числа регистрируемых ДН РВП стало и то, что вследствие снижения напряженности коронального магнитного поля и плотности корональной плазмы, РВП в 24 цикле генерируются на более низких высотах в атмосфере Солнца, и ряд РВП метрового диапазона не получили продолжения в ДН диапазоне.

Максимальные значения  $V_a$  смещены к более низким величинам в 24 цикле из-за общего снижения магнитного поля. Но рост числа РВП начинается одинаково, примерно, с  $V_a \cong 250$  км/с в обоих циклах.

Большинство РВП КВМ соответствуют  $1 < M_a < 2.9$  и основное снижение числа РВП КВМ в 24 цикле наблюдается именно для событий с  $1 < M_a < 2.9$ . РВП КВМ с  $1 < M_a < 1.6$  имеют скорости от 300 до 1000 км/с и ускорения от  $-50$  до  $+50$  м/с<sup>2</sup>. То есть это не самые мощные и не самые быстрые события. Этим значениям  $M_a$  соответствуют РВП, которые могут генерироваться разными механизмами: ударными волнами, распространяющимися поперек магнитного поля [17], ударными волнами, движущимися вдоль магнитного поля [22], механизмом, предложенным в работе [9] для квазипараллельных фронтов.

РВП КВМ с  $1.6 < M_a < 2.9$  в среднем имеют более высокие значения всех параметров и, в основном, имеют отрицательное ускорение. Это более быстрые и мощные события, локализованные на средних широтах в 24 цикле, а в 23 цикле

на средних и низких широтах. РВП КВМ с  $M_a$  более 3 имеют наивысшие скорости, массу, энергию и доминирующее отрицательное ускорение. События типа “не HALO” имеют более низкие значения угла раствора и относятся к первой и второй группам по магнитному полю. В 24 цикле в интервале  $1.6 < M_a < 2.9$  значительно снижено число событий с начальными плотностями плазмы менее  $10^6 \text{ см}^{-3}$ , фоновым магнитным полем менее  $20 \text{ мТл}$ , начинающихся на высотах более  $2.5 R_s$ . Все КВМ с  $M_a > 6.1$  в 23 цикле и с  $M_a > 5.2$  в 24 цикле – это КВМ типа HALO.

РВП КВМ в количестве 61 (18.05%) в 23 цикле и 31 (17.22%) в 24 цикле регистрируются при  $V_{\text{сме}} \leq V_a$  и  $M_a \leq 1$ , в основном, в максимумах 23 (24) циклов при значениях  $n_e$  и  $B$  в широком диапазоне. Возможно, что в этих событиях реализуется другой, не плазменный механизм генерации РВП.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

В работе использованы каталоги CDAW SOHO/LASCO и радиовсплесков II типа. Каталог КВМ создан и поддерживается в центре данных CDAW НАСА и католическим университетом Америки совместно с Морской исследовательской лабораторией. SOHO является совместным международным проектом между Европейским космическим агентством и Национальным управлением по аэронавтике и исследованию космического пространства США (НАСА).

Данные солнечной обсерватории Wilcox, использованные в этой работе, получены через интернет<sup>2</sup> 2020:03:11 в 01:13:34 благодаря Д.Т. Хоексеме. Солнечная обсерватория Wilcox в настоящее время поддерживается НАСА.

Автор выражает благодарность службе данных космической физики NASA/GSFC и группе поддержки базы данных OMNI за предоставляемые ими данные.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. Ciaravella, J. C. Raymond, S. W. Kahler, A. Vourlidas, and J. Li, *Astrophys. J.* **621**, 1121 (2005).
2. K.-S. Cho, Y.-J. Moon, M. Dryer, A. Shanmugaraju, C. D. Fry, Y.-H. Kim, S.-C. Bong, and Y.-D. Park, *J. Geophys. Res.* **110**, id. A12101 (2005).
3. P. Zucca, M. Pick, P. Démoulin, A. Kerdraon, A. Lecauchaux, and P. T. Gallagher, *Astrophys. J.* **795**, id. 68 (2014).
4. V. Krupar, J. Magdalení, J. P. Eastwood, N. Gopalswamy, O. Kruparova, A. Szabo, and F. Němec, *Astrophys. J.* **882**, id. 92 (2019).
5. H. K. Sen, *Australian J. Physics* **7**, 30 (1954).
6. Y. Uchida, *Publ. Astron. Soc. Japan* **12**, 376 (1960).
7. J. P. Wild, *J. Phys. Soc. Japan* **17** (Supplement A-II), 249 (1962).
8. G. D. Holman and M. E. Pesses, *Astrophys. J.* **267**, 837 (1983).
9. G. Mann, T. Clafßen, and H. Auräß, *Astron. and Astrophys.* **295**, 775 (1995).
10. S. A. Knock, I. H. Cairns, P. A. Robinson, and Z. Kuncic, *J. Geophys. Res.* **106** (A11), 25041 (2001).
11. G. P. Chernov, A. A. Stanislavsky, A. A. Konovalenko, E. P. Abranin, V. V. Dorovsky, and H. O. Rucker, *Astron. Letters* **33** (3), 192 (2007).
12. F. Frassati, R. Susino, S. Mancuso, and A. Bemporad, *Astrophys. J.* **871**, id. 212 (2019).
13. Y. I. Egorov, V. G. Fainshtein, and D. V. Prosovetskiy, *Solar Phys.* **296** (4), id. 58 (2021).
14. J. P. Wild, J. D. Murray, and W. C. Rowe, *Australian J. Physics* **7**, 439 (1954).
15. В. В. Железняков, *Радиоизлучение Солнца и планет* (М.: Наука, 1964).
16. S. D. Bale, M. J. Reiner, J.-L. Bougeret, M. L. Kaiser, S. Krucker, D. E. Larson, and R. P. Lin, *J. Geophys. Res.* **26** (11), 1573 (1999).
17. S. B. Pikel'ner and M. A. Gintsburg, *Astronomicheskii Zhurnal* **7**, 639 (1964).
18. В. В. Зайцев, *Изв. ВУЗов. Радиофизика* **20** (9), 1379 (1977).
19. V. V. Fomichev, *Astronomicheskii Zhurnal* **16**, 284 (1972).
20. A. O. Benz and G. Thejappa, *Astron. and Astrophys.* **202**, 267 (1988).
21. I. H. Cairns, K. A. Kozarev, N. V. Nitta, N. Agueda, et al., *Solar Phys.* **295** (2), id. 32 (2020).
22. V. V. Zaitsev and V. G. Ledenöv, *Soviet Astron. Letters* **2** (5), 172 (1976).
23. V. V. Zaitsev, *Astronomicheskii Zhurnal* **12**, 610 (1969).
24. I. A. Bilenko, *Geomagnetizm and Aeronomy* **55** (8), 1141 (2015).
25. I. A. Bilenko, *Astron. Astrophys. Trans.* **29** (4), 547 (2016).
26. I. A. Bilenko, *Geomagnetizm and Aeronomy* **58** (7), 989 (2018).
27. K.-S. Cho, J. Lee, D. E. Gary, Y.-J. Moon, and Y. D. Park, *Astrophys. J.* **665**, 799 (2007).
28. N. Gopalswamy, N. Nitta, S. Akiyama, P. Mäkelä, and S. Yashiro, *Astrophys. J.* **744**, id. 72 (2012).
29. C. A. Maguire, E. P. Carley, J. McCauley, and P. T. Gallagher, *Astron. and Astrophys.* **633**, id. A56 (2020).
30. P. З. Сагдеев, *Журн. техн. физики* **31** (10), 296 (1961).
31. P. Makela, N. Gopalswamy, M. J. Reiner, S. Akiyama, and V. Krupar, *Astrophys. J.* **827** (2), id. 141 (2016).
32. G. Chernov and V. Fomichev, *Astrophys. J.* **922**, id. 82 (2021).
33. S. Pohjolainen and N. T. Sheshvan, *Solar Phys.* **296**, id. 81 (2021).
34. Ю. Т. Цан, Е. А. Исаева, Ю. Г. Копылова, *Письма в Астрон. журн.* **46** (2), 147 (2020).
35. P. Zucca, E. P. Carley, D. S. Bloomfield, and P. T. Gallagher, *Astron. and Astrophys.* **564**, id. A47 (2014).

<sup>2</sup> <http://wso.stanford.edu>

36. *V. Krupar, J. P. Eastwood, O. Kruparova, O. Santolik, et al.*, *Astrophys. J. Letters* **823** (1), id. L5, (2016).
37. *S. Majumdar, S. P. Tadepalli, S. S. Maity, K. Deshpande, A. Kumari, R. Patel, and N. Gopalswamy*, *Solar Phys.* **296**, id. 62 (2021).
38. *D. E. Morosan, E. P. Carley, L. A. Hayes, S. A. Murray, et al.*, *Nature Astron.* **3**, 452 (2019).
39. *S. W. Feng, Y. Chen, H. Q. Song, B. Wang, and X. L. Kong*, *Astrophys. J. Letters* **827**, id. L9 (2016).
40. *F. Al-Hamadani, S. Pohjolainen, and E. Valtonen*, *Solar Phys.* **292** (9), id. 127 (2017).
41. *N. Gopalswamy, P. Mäkelä, and S. Yashiro*, *Sun and Geosphere* **14** (2), 111 (2019).
42. *N. Gopalswamy, S. Yashiro, G. Michalek, G. Stenborg, A. Vourlidas, S. Freeland, and R. Howard*, *Earth, Moon, and Planets* **104**, 295 (2009).
43. *A. Vourlidas, R. A. Howard, E. Esfandiari, S. Patsourakos, S. Yashiro, and G. Michalek*, *Astrophys. J.* **722**, 1522 (2010).
44. *A. Vourlidas, R. A. Howard, E. Esfandiari, S. Patsourakos, S. Yashiro, and G. Michalek*, *Astrophys. J.* **730**, id. 59 (2011).
45. *J. H. King and N. E. Papitashvili*, *J. Geophys. Res.* **110**, id. A02104 (2005).
46. *I. A. Bilenko*, *Solar Phys.* **293**, 106 (2018).
47. *T. L. Jr. Duvall, J. M. Wilcox, L. Svalgaard, P. H. Scherrer, and P. S. McIntosh*, *Solar Phys.* **55**, 63 (1977).
48. *J. T. Hoeksema and P. H. Scherrer*, *Solar Phys.* **105**, 205 (1986).
49. *Y. Leblanc, G. A. Dulk, and J.-L. Bougeret*, *Solar Phys.* **183**, 165 (1998).
50. *E. P. Carley, D. M. Long, J. P. Byrne, P. Zucca, D. S. Bloomfield, J. McCauley, and P. T. Gallagher*, *Nature Phys.* **9** (12), 811 (2013).
51. *P. Zucca, E. P. Carley, D. S. Bloomfield, and P. T. Gallagher*, *Astron. and Astrophys.* **564**, id. A47 (2014).
52. *N. R. Jr. Sheeley, Y.-M. Wang, S. H. Hawley, G. E. Brueckner, et al.*, *Astrophys. J.* **484**, 472 (1997).
53. *I. A. Bilenko*, *Astrophys. J.* **889**, id. 1, (2020).
54. *D. F. Smith*, *Astrophys. J.* **170**, 559 (1971).
55. *N. Gopalswamy, P. Mäkelä, S. Akiyama, S. Yashiro, H. Xie, R. J. MacDowall, and M. L. Kaiser*, *J. Geophys. Res. Space Physics* **117**(A8), id. A08106 (2012).
56. *T. A. Howard, D. Nandy, and A. C. Koepke*, *J. Geophys. Res.* **113**, id. A01104 (2008).
57. *T. S. Bastian*, *Astrophys. J.* **665**, 805 (2007).
58. *S. Pohjolainen, H. Allawi, and E. Valtonen*, *Astron. and Astrophys.* **558**, id. A7 (2013).

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ ПО ГРАДИЕНТОМЕТРИЧЕСКИМ ИЗМЕРЕНИЯМ

© 2022 г. А. А. Ключков\*

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

*\*E-mail: kaa5774@yandex.ru*

Поступила в редакцию 21.12.2021 г.

После доработки 21.04.2022 г.

Принята к публикации 16.05.2022 г.

В статье рассмотрены цели и задачи проекта GOCE, используемые измерительная информация и стратегия обработки данных при определении параметров гравитационного поля Земли, а также продукты, получаемые в результате математической обработки данных различного уровня. Кроме этого, рассмотрены системы координат и времени, используемые при обработке измерительной информации. Затем выполнен анализ уравнения поправок градиентометрических измерений, и приведен алгоритм вычисления коэффициентов и свободных членов уравнений поправок в случае использования прямого подхода при математической обработке измерительной информации с целью определения параметров гравитационного поля Земли.

*Ключевые слова:* гравитационное поле Земли, тензор гравитационного потенциала, система координат, градиентометр, математическая обработка измерений, метод наименьших квадратов

**DOI:** 10.31857/S0004629922080084

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Глубокое понимание процессов, происходящих в системе “Земля”, не может быть достигнуто без достаточно большого количества наблюдений параметров, характеризующих эти процессы. В последнее время значительный прогресс в этих исследованиях был достигнут благодаря комплексному подходу к изучению процессов в системе “Земля” с привлечением разнообразных данных, в том числе и данных о гравитационном поле Земли, полученных спутниковыми бортовыми сенсорными системами.

С началом космической эры определение параметров модели глобального гравитационного поля Земли стало одной из главных задач фундаментальной науки. Первый период определения параметров глобального гравитационного поля Земли, охватывающий около 40 лет, характеризуется комбинированием спутниковых наблюдений (оптических, лазерных, доплеровских) и наземных гравиметрических наблюдений. С 2000 г. началась новая эра в области изучения гравитационного поля Земли. Началом этой эры можно считать практическую реализацию проектов CHAMP, GRACE и GOCE. В результате практической реализации этих проектов пользователи получили глобальные высокоточные модели гравитационного поля Земли с высоким пространственным разрешением.

Отличительными особенностями этого периода изучения гравитационного поля Земли являются:

- 1) использование специализированных космических систем для определения параметров гравитационного поля Земли;
- 2) использование для определения параметров гравитационного поля Земли данных только бортовых сенсорных систем;
- 3) использование новых концепций наблюдений (градиентометр, межспутниковое слежение в вариантах “высокий – низкий” и “низкий – низкий”);
- 4) определение высокоточных орбит низкоорбитальных КА по наблюдениям навигационных КА ГНСС;
- 5) использование для определения параметров гравитационного поля Земли новых методов и подходов обработки измерений (метод баланса энергии, полуаналитический метод, time-wise и space-wise).

### 2. ЦЕЛИ ПРОЕКТА GOCE

Проект GOCE – первый спутниковый проект, направленный на изучение геодинамики Земли. Научными целями проекта в геодезической части являются:

1) создание высокоточной модели гравитационного поля Земли (1 см по высотам геоида и 1 мГал по гравитационным аномалиям) с высоким пространственным разрешением (100 км).

2) установление глобальной высокоточной системы высот для использования в качестве основы при исследовании эволюции ледяных полярных шапок и морской топографической поверхности.

Достижение этих уникальных требований поможет решению следующих междисциплинарных проблем:

1) новому пониманию физики внешних процессов, связанных с геодинамикой литосферы, мантии, реологии и процессов субдукции;

2) точной оценке морского геоида, необходимого для количественного определения в комбинации со спутниковой альтиметрией абсолютной циркуляции океана и перемещения океанических масс;

3) оценкам толщины полярных шапок посредством комбинирования данных о толщине слоя полярных льдов, определенных посредством методов космической гравиметрии, и данных, полученных из математической обработки спутниковых альтиметрических измерений.

Решение целевых задач проекта GOCE осуществляется на основе математической обработки измерительной информации следующих сенсорных систем, установленных на борту космического аппарата (КА):

**градиентометра**, измеряющего разности ускорений в трех пространственных направлениях между тест-массами ансамбля акселерометров;

**аппаратуры спутниковой навигации**, по измерениям которой определяется высокоточная орбита спутника GOCE;

**звездной камеры**, по измерениям которой определяется ориентация системы координат градиентометра относительно инерциальной системы координат.

Негравитационное ускорение КА, вызванное атмосферным торможением и световым давлением, одинаковым образом воздействует на все акселерометры и становится пренебрежимо малым при образовании разностей ускорений.

Определение параметров модели гравитационного поля Земли в проекте GOCE осуществляется на основе измерений разностей ускорений в трех пространственных направлениях между тест-массами ансамбля акселерометров.

### 2.1. Данные проекта GOCE

Информационной основой решения целевых задач проекта GOCE служат три основных уровня

данных [1]: данные уровня 0; данные уровня 1b; данные уровня 2.

**Данные уровня 0 (Level 0)** представляют собой “сырые” данные, полученные сенсорными системами. **Данные уровня 1b (Level 1b)** получают из данных уровня 0 путем конвертирования временных рядов данных уровня 0 в технические единицы данных уровня 1b. Они включают в себя:

1) гравитационные градиенты в системе координат градиентометра (GRF – Gradiometer Reference Frame);

2) матрицы преобразования систем координат;

3) линейные ускорения, угловые скорости и ускорения;

4) SST-измерения (в том числе файлы в RINEX формате);

5) орбитальные данные (положения, скорости на моменты времени).

**Данные уровня 2 (Level 2)** генерируются с использованием данных уровня 1b и включают в себя:

1) предварительно обработанные, внешне откалиброванные и скорректированные гравитационные градиенты в системе координат градиентометра (GRF) и в земной системе координат (TRF – Terrestrial Reference Frame);

2) “быстрые” (Rapid) и точные (PSO) орбиты;

3) коэффициенты сферических гармоник, ковариационную матрицу и определяемые величины (высоты геоида, гравитационные аномалии и отклонения отвесной линии), полученные из решения.

Для пользователей доступны данные уровня 1b и данные уровня 2.

При определении параметров гравитационного поля Земли по градиентометрическим измерениям использовались три подхода: direct (прямой), “time-wise” и “space-wise” [1].

**Прямой (direct) подход** определения параметров гравитационного поля Земли основывается на использовании орбитального динамического метода космической геодезии. Математическая обработка измерений по линии “спутник – спутник” и градиентометрических измерений выполняется отдельно; матрицы нормальных уравнений, составленные на их основе, комбинируются. Комбинированная система нормальных уравнений решается по методу наименьших квадратов относительно уточняемых коэффициентов сферических гармоник.

**Time-wise подход** основан на полуаналитическом методе анализа гравитационного поля Земли, разработанном N. Sneeuw. При его использовании градиенты и наблюдения по линии “спутник – спутник” в варианте “высокий – низкий”

представляются в виде временных рядов Фурье вдоль орбитальной дуги. Определение параметров гравитационного поля Земли выполняется на основе использования двумерного преобразования Фурье и метода наименьших квадратов.

При использовании **Space-wise подхода** коэффициенты сферических гармоник определяются по измерениям, которые трансформируются в регулярную сетку на отсчетной поверхности или в пространственную сетку. При этом коэффициенты сферических гармоник определяются на основе применения метода быстрой коллокации.

### 3. СИСТЕМЫ КООРДИНАТ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В ПРОЕКТЕ GOCE

При математической обработке градиентометрических измерений используются следующие основные системы координат:

- инерциальная геоцентрическая система координат, в которой осуществляется определение орбиты спутника;
- земная геоцентрическая система координат, с которой связаны определяемые параметры модели гравитационного поля;
- локальная североориентированная система координат, в которой вычисляются компоненты тензора геопотенциала;
- система координат градиентометра, в которой выполняются измерения.

Определение параметров гравитационного поля Земли осуществляется с использованием данных уровня 2. При этом компоненты тензора градиента гравитационного потенциала относятся к системе координат градиентометра (GRF), а искомые параметры относятся к земной системе координат (EFRF). Поэтому для решения задачи определения искомых параметров необходимо выполнить преобразование тензора градиента гравитационного потенциала из одной системы в другую.

### 4. АЛГОРИТМ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ПРЯМОГО (DIRECT) ПОДХОДА

При реализации первого варианта потребуется выполнять преобразование тензора градиента геопотенциала из GRF в EFRF [3]. Однако в этом случае возникает проблема, связанная с тем, что акселерометры имеют две сверхчувствительные и одну менее чувствительную оси, поэтому четыре компонента тензора гравитационного потенциала  $V_{XX}$ ,  $V_{YY}$ ,  $V_{ZZ}$  и  $V_{XZ}$  имеют высокую точность, а два компонента  $V_{XY}$  и  $V_{YZ}$  – меньшую точность. В этом случае прямое вращение тензора гравитационного градиента приведет к тому, что проециро-

вание наименее точных компонентов тензора градиента геопотенциала ( $V_{XY}$  и  $V_{YZ}$ ) приведет к погрешностям в тензоре градиента геопотенциала в Земной системе координат. Поэтому более целесообразно в качестве рабочей системы координат выбрать систему координат градиентометра (GRF).

Тогда уравнение поправок для градиентометрических измерений при определении параметров гравитационного поля Земли на основе использования прямого подхода может быть представлено следующим образом:

$$\bar{\mathbf{v}} = \frac{\partial \bar{\mathbf{V}}_{\text{GRF}}^{\prime 0}}{\partial (\bar{\mathbf{C}}_{nm}, \bar{\mathbf{S}}_{nm})} (\Delta \bar{\mathbf{C}}_{nm}) - (\bar{\mathbf{V}}_{\text{GRF}}^{\prime} - \bar{\mathbf{V}}_{\text{GRF}}^{\prime 0}), \quad (1)$$

где  $\bar{\mathbf{v}}$  – вектор поправок к измеренным величинам;  $(\bar{\mathbf{C}}\bar{\mathbf{S}})_{nm}$  – коэффициенты сферических гармоник;  $\Delta(\bar{\mathbf{C}}\bar{\mathbf{S}})_{nm}$  – поправки к коэффициентам сферических гармоник;  $\bar{\mathbf{T}} = (\bar{\mathbf{V}}_{\text{GRF}}^{\prime} - \bar{\mathbf{V}}_{\text{GRF}}^{\prime 0})$  – свободный член уравнений поправок.

Теперь необходимо преобразовать коэффициенты системы уравнений (1) и тензор гравитационного потенциала, вычисленный по априорной модели гравитационного поля Земли  $\bar{\mathbf{V}}_{\text{EFRF}}^{\prime 0}$ , в систему координат GRF. Это преобразование осуществляется с использованием соотношений

$$\bar{\mathbf{V}}_{\text{GRF}}^{\prime 0} = (\mathbf{C}_{\text{GRF}}^i \cdot \mathbf{C}_i^e) \cdot \bar{\mathbf{V}}_{\text{EFRF}}^{\prime 0} \cdot (\mathbf{C}_{\text{GRF}}^i \cdot \mathbf{C}_i^e)^T, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{V}}_{\text{GRF}}^{\prime 0}}{\partial (\bar{\mathbf{C}}_{im}, \bar{\mathbf{S}}_{im})} = (\mathbf{C}_{\text{GRF}}^i \cdot \mathbf{C}_i^e) \cdot \frac{\partial \bar{\mathbf{V}}_{\text{EFRF}}^{\prime 0}}{\partial (\bar{\mathbf{C}}_{im}, \bar{\mathbf{S}}_{im})} \cdot (\mathbf{C}_{\text{GRF}}^i \cdot \mathbf{C}_i^e)^T. \quad (3)$$

Вычисление тензора гравитационного потенциала  $\bar{\mathbf{V}}_{\text{EFRF}}^{\prime 0}$  осуществляется посредством двойного дифференцирования по прямоугольным пространственным координатам формулы гравитационного потенциала Земли

$$V(r, \phi, \lambda) = \frac{GM_e}{r} + \frac{GM_e}{r} \sum_{n=2}^{L_{\max}} \left( \frac{a_e}{r} \right)^n \times \sum_{m=0}^n (\bar{\mathbf{C}}_{nm} \cos m\lambda + \bar{\mathbf{S}}_{nm} \sin m\lambda) \bar{P}_{nm}(\sin \phi), \quad (4)$$

где  $GM_e$  – геоцентрическая гравитационная постоянная;  $a_e$  – большая полуось общего земного эллипсоида;  $r$ ,  $\phi$ ,  $\lambda$  – геоцентрические координаты спутника;  $L_{\max}$  – максимальный порядок разложения геопотенциала в ряд по сферическим функциям;  $\bar{\mathbf{C}}_{nm}$ ,  $\bar{\mathbf{S}}_{nm}$  – нормированные коэффициенты сферических гармоник;  $\bar{P}_{nm}$  – нормированные присоединенные функции Лежандра степени  $n$  и порядка  $m$ .

В формулах (2) и (3)  $C_i^e$  – матрица преобразования из земной системы координат в инерциальную систему координат, выраженная через кватернионы, имеет следующий вид

$$C_i^e = \begin{pmatrix} q_1^2 - q_2^2 - q_3^2 + q_4^2 & 2(q_1q_2 + q_3q_4) & 2(q_1q_3 - q_2q_4) \\ 2(q_1q_2 - q_3q_4) & -q_1^2 + q_2^2 - q_3^2 + q_4^2 & 2(q_2q_3 + q_1q_4) \\ 2(q_1q_3 + q_2q_4) & 2(q_2q_3 - q_1q_4) & -q_1^2 - q_2^2 + q_3^2 + q_4^2 \end{pmatrix}_{int}, \quad (5)$$

а  $C_{GRF}^i$  – матрица преобразования из инерциальной системы координат в градиентометрическую систему координат, выраженная через кватернионы, – вычисляется в соответствии с формулой (6) [4]

$$C_{GRF}^{ICRF} = \begin{pmatrix} q_0^2 + q_1^2 - q_2^2 - q_3^2 & 2(q_1q_2 - q_0q_3) & 2(q_1q_3 + q_0q_2) \\ 2(q_1q_2 + q_0q_3) & q_0^2 - q_1^2 + q_2^2 - q_3^2 & 2(q_2q_3 - q_0q_1) \\ 2(q_1q_3 - q_0q_2) & 2(q_2q_3 + q_0q_1) & q_0^2 - q_1^2 - q_2^2 + q_3^2 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Причем, в формуле (6)  $q_0 = q_4$ .

Кроме этого, кватернионы в формуле (4) необходимо интерполировать на моменты градиентометрических измерений в соответствии с процедурой, приведенной в [5].

Кватернионы, которые являются компонентами матрицы (5), содержатся в продуктах SST\_PSO\_2 и SST\_PRM\_2, а кватернионы, которые являются компонентами матрицы (6), содержатся в продукте EGG\_NOM\_2.

Далее систему уравнений поправок (1) преобразуем в систему нормальных уравнений, из решения которой по методу наименьших квадратов определяют поправки к коэффициентам сферических гармоник априорной модели гравитационного поля Земли

$$\begin{bmatrix} \Delta \bar{C}_{lm} \\ \Delta \bar{S}_{lm} \end{bmatrix} = (A^T P A + \alpha K)^{-1} (A^T P \bar{l}), \quad (7)$$

где  $(A^T P A)$  – матрица коэффициентов системы нормальных уравнений;  $\alpha$  – параметр регуляризации;  $K$  – матрица регуляризации;  $(A^T P \bar{l})$  – вектор свободных членов системы нормальных;  $P$  – весовая матрица измерений.

Оценка точности полученного решения выполняется по формуле

$$Q = \mu^2 (A^T P A + \alpha K)^{-1}, \quad (8)$$

$$\mu^2 = \frac{v^T P v}{n - u}, \quad (9)$$

где  $Q$  – ковариационная матрица решения;  $\mu$  – средняя квадратическая ошибка единицы веса;  $v$  – вектор поправок в измеренные величины вычисляется в соответствии с формулой (1);  $P$  – весовая матрица измерений;  $n$  – число измерений;  $u$  – число определяемых параметров.

Однако следует заметить, что практическая реализация определения параметров модели гравитационного поля с использованием прямого подхода сопряжена с большими вычислительными трудностями, обусловленными большой размерностью вектора определяемых параметров (так, при учете разложения геопотенциала в ряд по сферическим функциям до 300 порядка число уточняемых параметров может составить более 90000). В связи с этим при определении параметров модели гравитационного поля Земли необходимо использовать методы регуляризации и стратегию параллельных вычислений.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А.А. Ключков, Геодезия и картография **8**, 6 (2014).
2. А.А. Ключков, Геодезия и картография **12**, 4 (2014).
3. А.А. Ключков, Геодезия и картография **2**, 7 (2015).
4. А.А. Ключков, Геодезия и картография **2**, 17 (2016).
5. T. Gruber, R. Rummel, O. Abrikosov *GOCE Level 2 Product Data Handbook* (The European GOCE Gravity Consortium, 2010).

## ERRATUM TO: ВЫМЕТАНИЕ ПЫЛИ ДАВЛЕНИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗВЕЗД И ОСОБЕННОСТИ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА ДИСКОВЫХ ГАЛАКТИК

© 2022 г. Е. Э. Сивкова<sup>1</sup> \*, Д. З. Вие<sup>1</sup>, Б. М. Шустов<sup>1</sup>

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

\* E-mail: sivkova@yandex.ru

Поступила в редакцию 16.05.2022 г.

После доработки 16.05.2022 г.

Принята к публикации 16.05.2022 г.

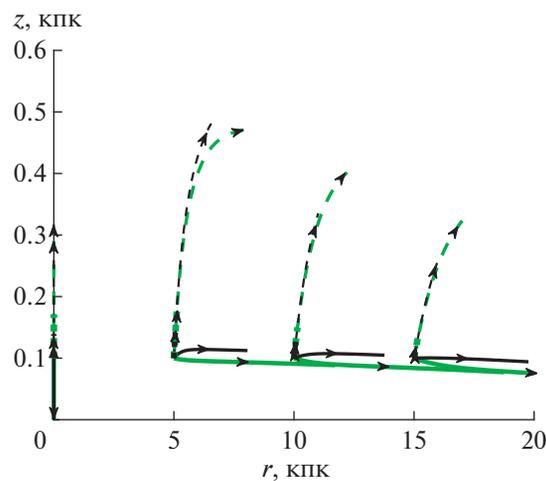
DOI: 10.31857/S0004629922080059

На рис. 4 в исходной статье [1] по ошибке авторов неверно показаны траектории движения крупных силикатных пылинок. Согласно опубликованному рисунку эти пылинки удаляются от центра Галактики в перпендикулярном к диску направлении (“вверх”). Корректные расчеты показывают, что силикатные пылинки крупных размеров движутся в сторону диска Галактики (“вниз”) вне зависимости от начального положения по координате  $r$ . Исправленные треки показаны на рис. 1.

Найденная ошибка никак не повлияла на выводы, сделанные в статье.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. E. Sivkova, D. S. Wiebe, & B. M. Shustov, *Astronomy Reports* **65**, 370 (2021).



**Рис. 1.** Примеры треков силикатных пылинок: пунктирная линия – 0.001 микрона, штриховая линия – 0.01 микрона, сплошная линия – 0.1 микрона. Зеленым цветом показаны траектории движения компактных пылинок, черным – пористых.