

СОДЕРЖАНИЕ

Том 99, номер 6, 2022

Статистическое исследование центральных радиоисточников в областях с эффектом Сюняева–Зельдовича <i>Д. И. Соловьев, О. В. Верходанов, О. С. Улахович, Н. В. Верходанова, М. Л. Хабибуллина</i>	443
Оптический мониторинг SS 433 в 2017–2021 годах <i>А. М. Черепашук, А. В. Додин, К. А. Постнов, А. А. Белинский, М. А. Бурлак, Н. П. Иконникова, Т. Р. Ирсмамбетова, С. А. Трушкин</i>	454
Быстрое апсидальное вращение и физические параметры V1103 Cas <i>И. М. Волков, А. С. Кравцова</i>	470
Формирование источника солнечных космических лучей в эруптивных вспышках X6.9 9 августа 2011 года и M5.1 17 мая 2012 года <i>И. Ю. Григорьева, А. Б. Струминский</i>	486
Рекомбинационные радиолинии на Солнце <i>А. Ф. Дравских, Ю. А. Дравских</i>	496
Об учете эффекта Ярковского в системах отсчета, связанных с радиусом-вектором и вектором скорости <i>Т. Н. Санникова</i>	506
Комплексное исследование болида потока персеиды по данным системы базисного видеомониторинга SkyLine <i>К. И. Иванов, Е. С. Комарова, С. А. Язев</i>	520

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЦЕНТРАЛЬНЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ В ОБЛАСТЯХ С ЭФФЕКТОМ СЮНЯЕВА–ЗЕЛЬДОВИЧА

© 2022 г. Д. И. Соловьев^{1,*}, О. В. Верходанов¹, О. С. Улахович²,
Н. В. Верходанова¹, М. Л. Хабибуллина¹

¹ Специальная астрофизическая обсерватория, Нижний Архыз, Россия

² Приволжский (Казанский) Федеральный университет, Казань, Россия

*E-mail: drukhi@ya.ru

Поступила в редакцию 31.03.2020 г.

После доработки 31.03.2022 г.

Принята к публикации 31.03.2022 г.

Исследуются статистические свойства радиисточников каталога WENSS, в направлении на которые на многочастотных микроволновых картах миссии Planck детектируется эффект Сюняева–Зельдовича (СЗ). Построены непрерывные радиоспектры объектов и исследованы распределения спектральных индексов и отклика реликтового излучения в области радиисточников. Проведены подсчеты фоновых объектов в площадках с СЗ-эффектом. Показано, что в направлении на радиисточник с СЗ-эффектом на карте анизотропии реликтового излучения преимущественно наблюдается отрицательный отклик. Построена подвыборка радиисточников, имеющих отождествление с объектами оптического обзора Pan-STARRS. Показано статистическое различие свойств объектов подвыборки и полного исследуемого списка. Для радиисточников, имеющих оптическое отождествление, радиоспектральный индекс по абсолютной величине в среднем меньше, а минимум анизотропии температуры на карте РИ глубже. Эффект может быть использован при селекции кандидатов в далекие скопления галактик.

Ключевые слова: космическое фоновое излучение, каталоги: WENSS, каталог: Pan-STARRS

DOI: 10.31857/S0004629922070064

1. ВВЕДЕНИЕ

Согласно иерархической модели [1], наиболее массивные звездные системы формируются в областях высокой плотности темной материи путем слияния большого количества мелких галактик. При $z \sim 2$, где возраст Вселенной составляет порядка 3.3 млрд. лет¹, скопления галактик, скорее всего, находятся на стадии формирования, поскольку для их вириализации не было достаточно времени. По этой причине их принято называть протокластерами. Наблюдения действительно показывают, что галактики с большим красным смещением преимущественно оказываются в достаточно плотной среде [2–5], и протокластеры с большой вероятностью могут быть найдены в непосредственной близости от этих объектов. Поскольку такие галактики обнаруживаются при больших красных смещениях, их можно рассматривать как маяки, отмечающие скопления галактик или близкие группы на космологических расстояниях.

Построение полной выборки скоплений галактик на всем небе — одна из основных задач современной астрофизики. Скопления галактик — наиболее крупные скопления материи, формирующие крупномасштабную структуру Вселенной. Исследование этих объектов в различные космологические эпохи позволяет восстановить особенности формирования крупномасштабной структуры и измерить космологические параметры независимым способом [6]. Существенным требованием к современному космологическим тестам является возможность применения данных из другой космологической эпохи, отличной от нашей, например, эпохи доминирования вещества ($z > 0.7$). Это позволяет отслеживать динамические особенности Вселенной с лучшей точностью, и многие задачи определения космологических параметров связаны с накоплением данных именно в эту эпоху [6–8].

Множество методов применяется для построения полной выборки скоплений галактик в разных диапазонах длин волн, включающих наблюдения в оптическом [9–11] и рентгеновском [12,

¹ $H_0 = 69.6$ км/с/Мпк, $\Omega_\Lambda = 0.71$, $\Omega_m = 0.29$.

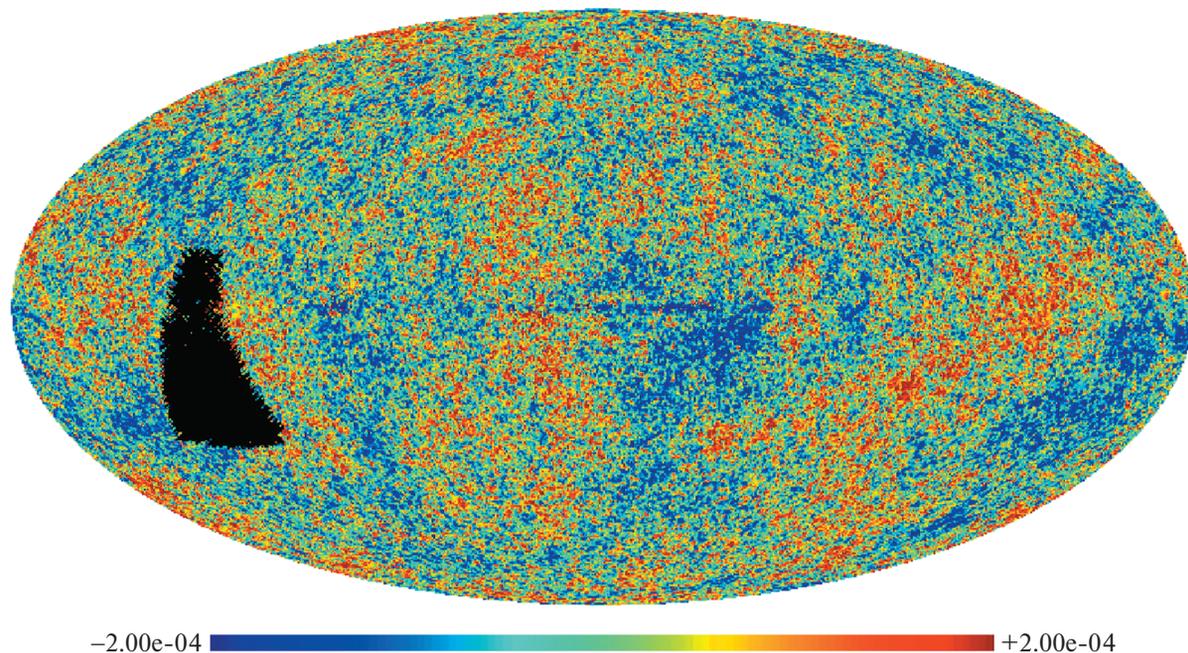


Рис. 1. Положение радиоисточников каталога WENSS [24] из диапазона прямых восхождений $0^{\text{h}} \leq \alpha < 2^{\text{h}}$ и склонений $29^{\circ} < \delta < 78^{\circ}$ на карте CMB SMICA Planck [25]. Карта приведена в галактических координатах.

13] диапазонах, а также миллиметровом и субмиллиметровом [6, 14–16]. Чтобы упростить поиск далеких ($z > 0.7$) скопления галактик, можно использовать априорную информацию о направлениях, в которых их можно потенциально наблюдать, т.е. именно там, где происходят множественные слияния галактик и регистрируются внегалактические радиоисточники [17–21]. Совмещая методы отбора кандидатов в далекие радиоисточники, повышенную плотность фоновых объектов в их направлении, а также наличие в окрестности радиоисточника эффекта Сюняева–Зельдовича [22] по данным микроволновых карт, можно отбирать кандидаты в скопления галактик, в том числе и на больших z .

В данной работе мы продолжаем исследование радиоисточников, которые могут находиться в скоплениях галактик с наблюдаемым эффектом Сюняева–Зельдовича. В первой работе [23] мы построили каталог, содержащий 381 объект, на основании списка радиоисточников Вестерборкского обзора неба [24], который был проведен на частоте 325 МГц в диапазоне прямых восхождений $0^{\text{h}} \leq \alpha < 2^{\text{h}}$ и склонений $29^{\circ} < \delta < 78^{\circ}$ (рис. 1), и с применением многочастотных карт миссии Planck [25] для селекции объектов с эффектом Сюняева–Зельдовича. Отметим, что ранее методика была отработана [26–28] для радиоисточников RC-каталога [29], построенного по данным наблюдений на РАТАН-600, и микроволновых карт космической миссии Planck.

Следует отметить, что использование каталога обзора WENSS (The Westerbork Northern Sky Survey), проведенного на Северном небе с помощью Вестерборкского радиотелескопа в Нидерландах, не случайно. Обзор WENSS [24] был проведен на частоте 325 МГц и имеет предельный уровень плотности потока около 18 мЯн (что соответствует $\sim 5\sigma$). Угловое разрешение радиоинтерферометра составило $54'' \times 54'' \text{cosec}(\delta)$, где δ – склонение. Обзор покрывает Северную часть неба выше 29° по склонению. Хорошая чувствительность на низкой частоте позволяет отождествлять радиоисточники с данными обзоров, проведенных на более высоких частотах. Это, в свою очередь, позволяет отбирать источники с крутыми радиоспектрами, которые ассоциируются с далекими радиогалактиками [18, 30, 31]. Таким образом, применение низкочастотного каталога радиоисточников при поиске объектов с эффектом Сюняева–Зельдовича может помочь найти кандидаты в далекие скопления галактик.

Целью данной работы является детальное исследование означенной группы объектов.

2. АЛГОРИТМ СЕЛЕКЦИИ ОБЪЕКТОВ

Алгоритм отбора кандидатов в объекты с эффектом Сюняева–Зельдовича, примененный в [23], содержит несколько этапов, связанных со свойствами эффекта: депрессия на картах на частотах 70, 100 и 143 ГГц и избыток сигнала на ча-

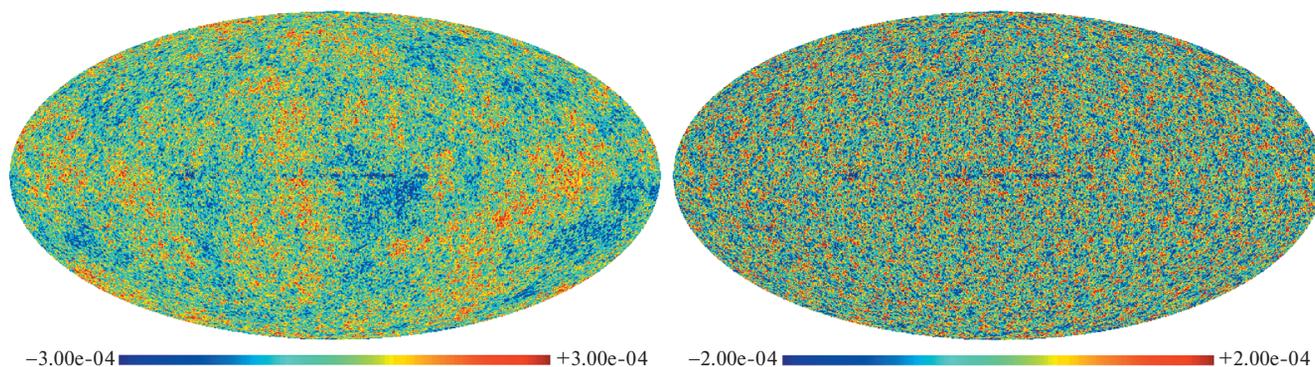


Рис. 2. Карта CMB SMICA Planck [25]. Слева – карта CMB с полным набором сферических гармоник ($2 \leq \ell \leq 2500$), справа – карта CMB с $20 < \ell \leq 2500$.

стотах 353 и 545 ГГц в направлении на скопление галактик. Последовательность шагов селекции следующая.

1. Выделение зоны в окрестности радиоисточников низкочастотного каталога WENSS [24] из карт микроволнового излучения из архива наблюдений обсерватории Planck на частотных картах 100, 143, 217, 353, 545 ГГц и карте реликтового излучения. Сторона площадки – $30'$, что превышает размер диаграммы направленности на частоте 217 ГГц примерно в 6 раз (и в три раза поисковый размер, используемый при анализе данных в работах Planck [32]).

2. Выделение потенциальных объектов с СЗ-эффектом с помощью программы поиска и выделения источников “SExtractor” [33] в круге радиусом $7'$ от центра площадки (при ширине диаграммы направленности радиотелескопа $\sim 5'$) на частотах 100 и 143 ГГц – с отрицательной амплитудой, а на 353 и 545 ГГц – с положительной.

3. Сравнение амплитуды детектированного источника на частотах 100 и 143 ГГц: $|S_{100}| > |S_{143}|$ и наличие источника с положительной амплитудой на частоте 217 ГГц.

4. Контроль отобранных объектов визуальным методом.

5. Дополнительный контроль – проверка наличия минимума на карте реликтового излучения с удаленными низкими ($\ell \leq 20$) мультиполями. Удаление низких мультиполей, содержащих статистически анизотропный сигнал [34], уменьшает искажения в площадках (рис. 2), что, в свою очередь, увеличивает контраст меньших неоднородностей. Минимум на карте CMB наблюдается в направлении скопления галактик с СЗ-эффектом. Такой минимум формируется в результате выполнения процедуры разделения компонентов [35].

Непрерывные радиоспектры отождествляемых объектов, в направлении на которые зафик-

сирован СЗ-эффект, строились с использованием плотностей потоков источников, измеренных в разных обзорах, из базы данных CATS² [36] и процедуры анализа радиоспектров spg [37] системы обработки непрерывных данных на РАТАН-600 [38]. При представлении спектров $S(\nu)$ для дальнейшего вычисления аппроксимационных зависимостей применялась параметризация $S(\nu)$ в формуле $\lg S(\nu) = A + Bx + Cf(x)$, где S – плотность потока в Ян, x – логарифм частоты ν в МГц, и $f(x)$ – одна из следующих функций $\exp(-x)$, $\exp(x)$ или x^2 . Этот набор функций далее будем называть стандартными аппроксимационными кривыми (или функциями). Для построения аппроксимационных кривых наряду с данными WENSS также использовались объекты каталогов обзоров, проведенных на других радиотелескопах на разных частотах: NVSS [39], Texas [40], FIRST [41], GB6 [42], 3C [43], B2 [44], VLSS [45], TGSS [46], и других, содержащихся в базе данных CATS.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Исходная выборка объектов каталога WENSS в диапазоне первых двух часов по прямому восхождению содержит 16364 радиоисточников. Автоматический алгоритм по поиску кандидатов в объекты с эффектом Сюняева–Зельдовича отобрал из них 1778 штук ($\sim 10.9\%$). После визуального контроля остался 381 радиоисточник ($\sim 2.3\%$ от начального списка), более подробно о чем можно почитать в отдельной работе [23]. В стандартных базах данных информации о красных смещениях объектов списка не обнаружено. После отождествлений мы провели аппроксимацию непре-

² <http://cats.sao.ru>

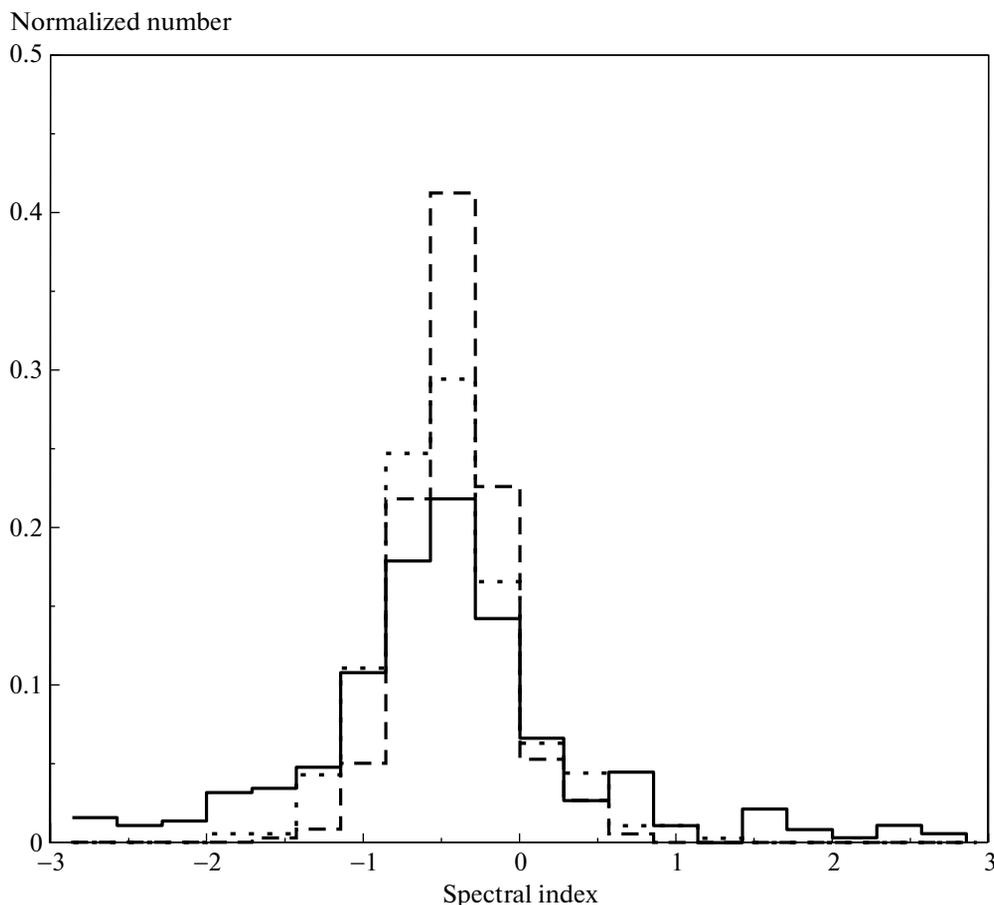


Рис. 3. Нормированное распределение спектральных индексов популяции радиоисточников WENSS с СЗ-эффектом из диапазона R.A. $0^h \leq \alpha < 2^h$ на частотах 325 МГц (сплошная линия), 1.4 (пунктирная линия) и 4.85 ГГц (штриховая линия). Рисунок взят из работы [23].

ровных радиоспектров и провели подсчеты фоновых объектов в окрестности радиоисточников.

На рис. 3 приведена гистограмма распределения радиоспектральных индексов на частотах 325 МГц, 1.4 и 4.85 ГГц для популяции отобранных радиоисточников, полученных путем обработки спектров в пакете FADPS [38, 47]. Распределение уровня флуктуаций на карте СМВ SMICA Planck [25] с мультиполями $20 < \ell \leq 2500$ в направлении на радиоисточники продемонстрировано на рис. 4. На этом рисунке штриховыми линиями показаны распределения $\pm 1\sigma$ и $\pm 3\sigma$ уровней флуктуаций в стандартной Λ CDM-космологической модели по данным 200 реализаций случайной гауссовой карты СМВ. Данные нормированы к числу пикселей. Случайные гауссовы реализации неоднородностей СМВ моделировались в рамках космологии Λ CDM с помощью специализированной программы `sl2map` пакета GLESP [48]. Распределение по спектральным индексам (рис. 3) позволяет выделить популяцию источников с предпочтительным наклоном ра-

диоспектра, который описывает радиоизлучение объекта в скоплении с наблюдаемым эффектом Сюняева–Зельдовича. Медианное значение спектрального индекса выборки на частоте 1.4 ГГц оказалось равным $\gamma_{\text{med}} = -0.79 \pm 0.04$ ($S \sim \nu^\gamma$, где S – плотность потока, ν – частота).

Дополнительным свойством выборки, характеризующим популяцию, является отрицательное медианное значение сигнала на карте неоднородностей СМВ SMICA, построенной в диапазоне мультиполей $\ell \in [21-2500]$, в направлении на радиоисточник (см. рис. 5, где показана диаграмма “спектральный индекс γ на частоте 1.4 ГГц – вариация температуры СМВ” (здесь γ – показатель степени в соотношении $S \sim \nu^\gamma$, где S – плотность потока, ν – частота). Спектральный индекс для рис. 5 рассчитывался как тангенс угла наклона касательной на данной частоте к аппроксимационной кривой распределения энергии в непрерывном радиоспектре, представленном в логарифмическом масштабе. Мы сравнили

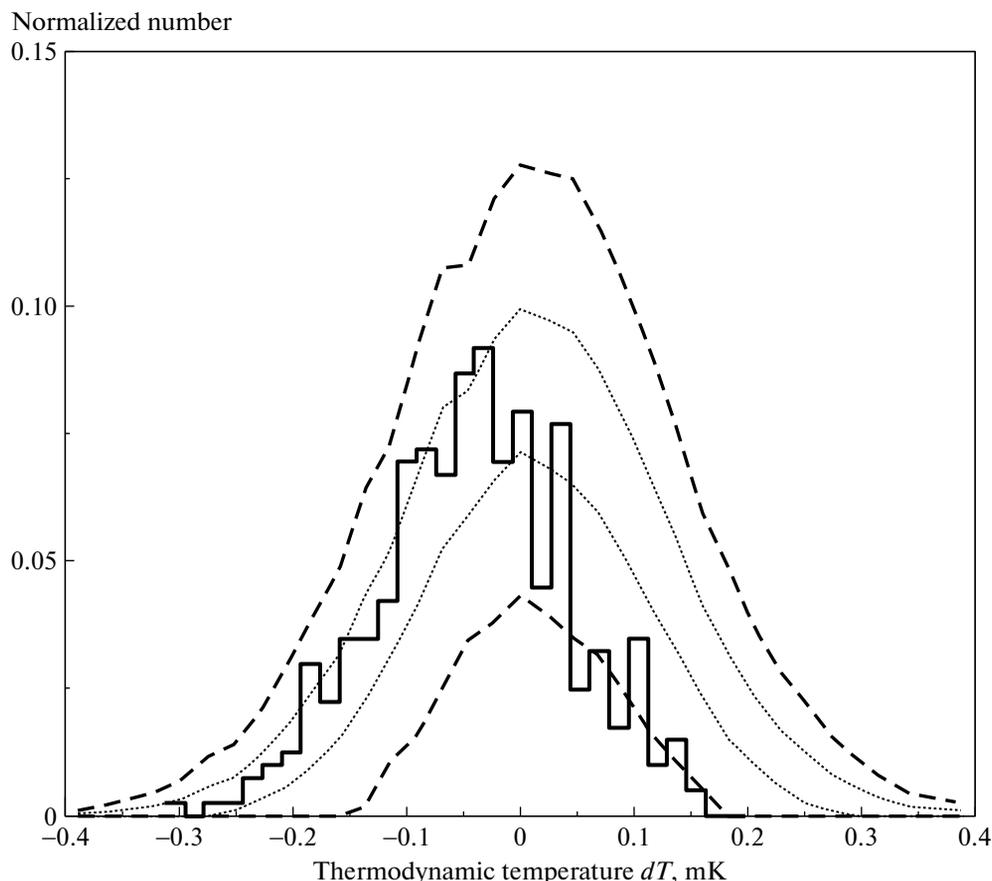


Рис. 4. Распределение уровня флуктуаций CMB в направлении на радиоисточники исследуемой подвыборки (жирная линия). Использована карта CMB SMICA Planck с мультиполями $20 < \ell \leq 2500$. Также показаны распределения $\pm 1\sigma$ (пунктирная линия) и $\pm 3\sigma$ (штриховая линия) уровней флуктуаций в стандартной Λ CDM-космологической модели по данным 200 реализаций случайной гауссовой карты CMB.

распределение откликов на карте CMB SMICA в направлении на радиоисточники с ожидаемым в Λ CDM-космологической модели по данным 200 случайных гауссовых реализаций CMB (рис. 4). Кроме того, что положение максимума распределения отклика сигнала на карте SMICA смещено в отрицательном направлении за предел 1σ , оно имеет значительные искажения в области положительного сигнала, включая недостаток положительных откликов, превышающий уровень разброса 3σ .

Кроме того, были проведены подсчеты фоновых объектов в площадках в направлении на радиоисточники. Мы сформировали две выборки направлений на небесной сфере: основную и выборку сравнения. Первая основана на списке кандидатов в объекты с эффектом Сюняева–Зельдовича в направлении на радиоисточники, полученном в результате анализа карт миссии Planck [23]. Для построения выборки сравнения использовались случайно распределенные по сфере направления. С помощью виртуальной об-

серватории SkyView³ [49] и базы данных NED⁴ мы проанализировали количество объектов каталогов SDSS [50], 2MASS [51] и Pan-STARRS [52] в окрестностях радиоисточника в кругах с радиусами $2.5'$ и $2.5''$. Данные обзора SDSS в исследуемой области неполны из-за пересечения с плоскостью Галактики (рис. 1), а в область обзора попадает всего 75 радиоисточников. По данным 2MASS в пятиминутной окрестности 381 радиоисточника можно собрать некоторую статистику, которая не выявляет значимых различий в среднем числе фоновых объектов в окрестности радиоисточников, в направлении на которые обнаруживается СЗ-эффект, и в 381 случайном поле. Для областей размером $5' \times 5'$ с центром в координатах радиоисточников имеет среднее число 35.94 (с медианой 28) объектов из обзора 2MASS с разбросом 43.78, а для случайных полей – 43.77 (с медианой 20) с разбросом 83.58. Тест Колмогорова–

³ <http://skyview.gsfc.nasa.gov>

⁴ <http://ned.ipac.caltech.edu>

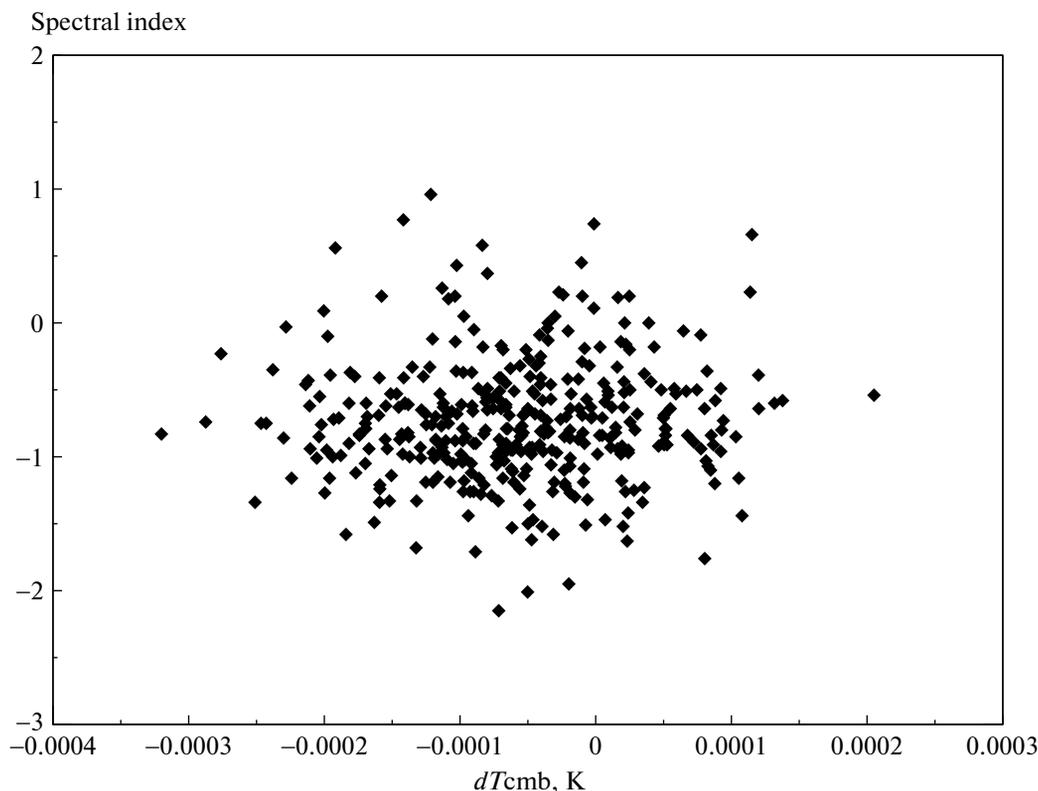


Рис. 5. Диаграмма “спектральный индекс $\gamma_{1.4 \text{ GHz}}$ – вариация СМВ $\delta T_{\ell \in [21; 2500]}$ ” для радиоисточников исследуемой подвыборки.

Смирнова указывает на то, что распределения в направлении на объекты и случайные площадки статистически различны по уровню $pval = 0.05$.

Статистика отождествлений с объектами каталога Pan-STARRS приведена в табл. 1. Каталог радиоисточников (141 объект) WENSS, имеющих отождествление с объектами Pan-STARRS в области с СЗ-эффектом, доступен по приведенному ниже адресу⁵.

Существует небольшое превышение (~ 2.4 раза) в рамках интервала 1σ среднего числа объектов Pan-STARRS в площадке $5'' \times 5''$. На рис. 6 показано распределение спектральных индексов для радиоисточников в области с СЗ-эффектом и с объектами Pan-STARRS. На рис. 7 показано распределение отклика флуктуаций температуры СМВ в направлении на радиоисточник. Тонкими штриховыми линиями на графике отмечены 1σ , 2σ и 3σ -уровни распределения случайных отклонений в Λ CDM по данным 200 смоделированных карт. Диаграмма “спектральный индекс радиоисточника – отклик на карте флуктуаций СМВ” приведена на рис. 8. Сравнение статистических данных по полной выборке из 381 кандидата и по

подвыборке радиоисточников с наличием в зоне отождествления объекта из каталога Pan-STARRS показывает существенное различие в медианных радиоспектральных индексах на частоте 1400 МГц: в первом случае $\gamma = -0.79 \pm 0.04$, во втором $\gamma = -0.52 \pm 0.12$. В то же время распределение отклика на карте неоднородностей СМВ для полной выборки радиоисточников и подвыборки с объектами каталога Pan-STARRS отличаются как формой распределения (см. рис. 4 и 7), так и медианным значением. Медианное значение отклика на карте анизотропии для данных всей нашей выборки -5.645×10^{-5} К, в то время как для подвыборки -6.812×10^{-4} К.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы провели статистический анализ непрерывных радиоспектров радиоисточников WENSS и подсчетов объектов в полях этих радиоисточников из диапазона прямых восхождений $0^h \leq \alpha < 2^h$ и склонений $29^\circ < \delta < 78^\circ$, для которых обнаруживается эффект Сюняева–Зельдовича на многочастотных картах Planck. Исходный каталог [23] содержал 381 объект в заданных координатных интервалах, и на его основе была под-

⁵ http://sed.sao.ru/vo/pub_tab/wenSS2h_id_pans_5s.html

Таблица 1. Количество объектов каталога Pan-STARRS 1 в направлении на выбранные радиоисточники и на случайные площадки

Условие	Среднее в 5'	σ	Среднее в 5'	σ
Направление на кандидаты	216.478	102.371	0.4698	0.7683
Случайные площадки	200.808	451.016	0.1969	0.6195

готовлена подвыборка кандидатов в скопления галактик СЗ-эффектом по данным многочастотных карт Planck с отождествленным радиоисточником. Радиоспектральные индексы для полной выборки наших объектов и подвыборки ($\gamma = -0.79 \pm 0.04$ и -0.52 ± 0.12) с оптическим отождествлением существенно отличаются. Медианное значение отклика на карте анизотропии для данных выборок также различны: для всей выборки -5.645×10^{-5} К, в то время как для подвыборки радиоисточников с отождествлением -6.812×10^{-4} К. Это различие может быть вызвано двумя причинами: 1) физической, когда в малой окрестности радиоисточника наблюдается потенциальный объект на отождествление — галактика скопления, и, следовательно, такое скопле-

ние может быть в среднем более поздним и более массивным, чем потенциально далекие скопления, в которых радиоисточник не отождествляется с оптическим кандидатом. Это приведет к более глубокому минимуму на карте реликтового излучения, получаемой при разделении компонентов за счет весомого вклада сигнала на частотах 100 и 143 ГГц, с отрицательным откликом при СЗ-эффекте; 2) эффект систематики, когда дополнительное излучение галактики на частотах 353 и 545 ГГц, складываясь с избыточным излучением в субмиллиметровом диапазоне, искажает результаты процедуры разделения компонентов и также приводит к более глубокому минимуму на восстановленной карте реликтового излучения в направлении на радиоисточник.

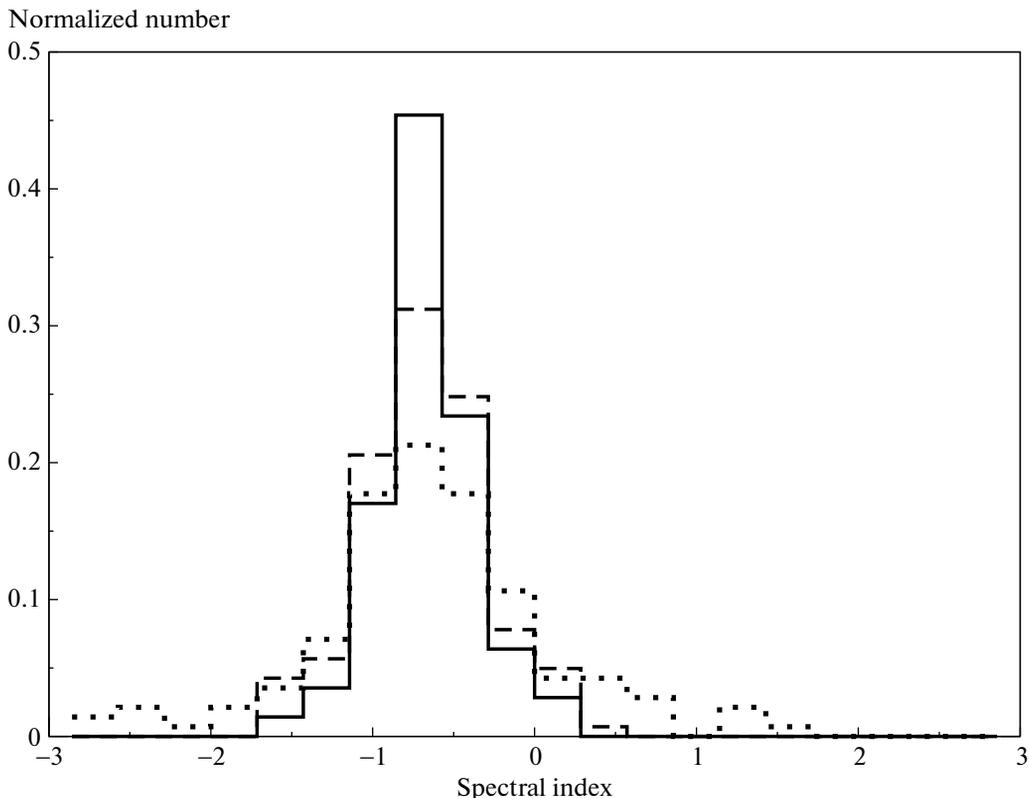


Рис. 6. Нормированное распределение спектральных индексов популяции радиоисточников WENSS с СЗ-эффектом из диапазона R.A. $0^h \leq \alpha < 2^h$ на частотах 325 МГц (сплошная линия), 1.4 (пунктирная линия) и 4.85 ГГц (штриховая линия) для объектов с отождествлением из каталога Pan-STARRS.

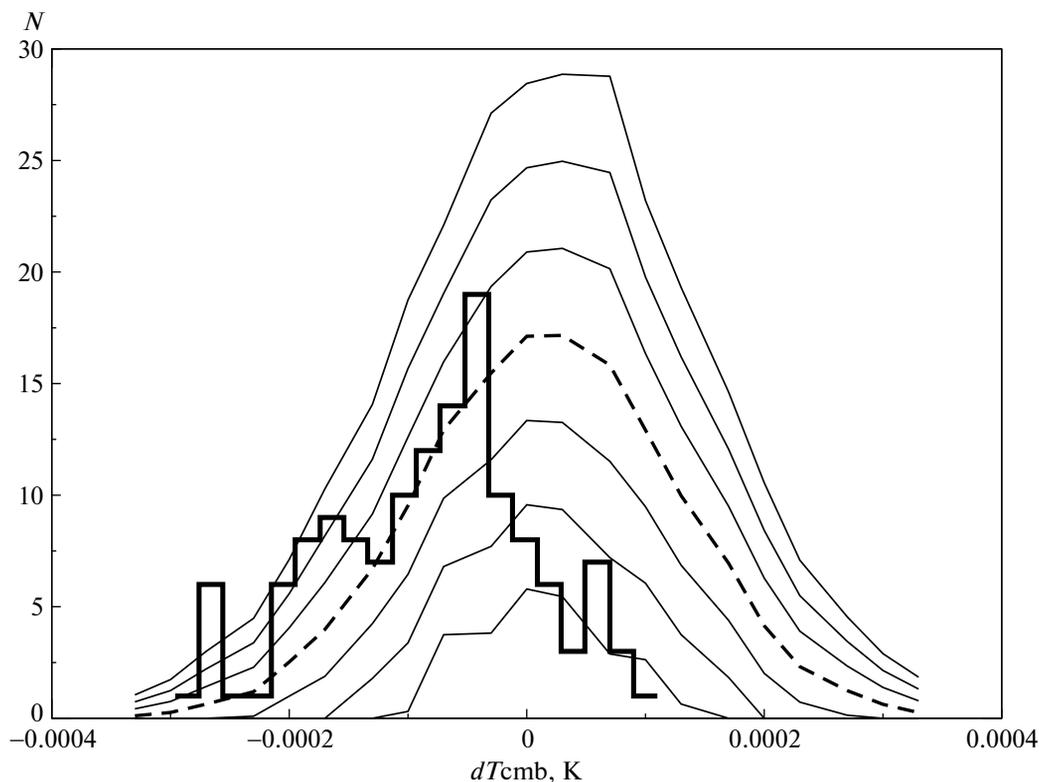


Рис. 7. Распределение уровня флуктуаций СМВ в направлении на радиосточники подвыборки объектов с отождествлением из каталога Pan-STARRS (жирная линия). Использована карта СМВ SMICA Planck с мультиполями $20 < \ell \leq 2500$. Тонкими сплошными линиями показаны распределения уровней флуктуаций $\pm 1\sigma$, $\pm 2\sigma$ и $\pm 3\sigma$ в стандартной Λ CDM-космологической модели по данным 200 реализаций случайной гауссовой карты СМВ.

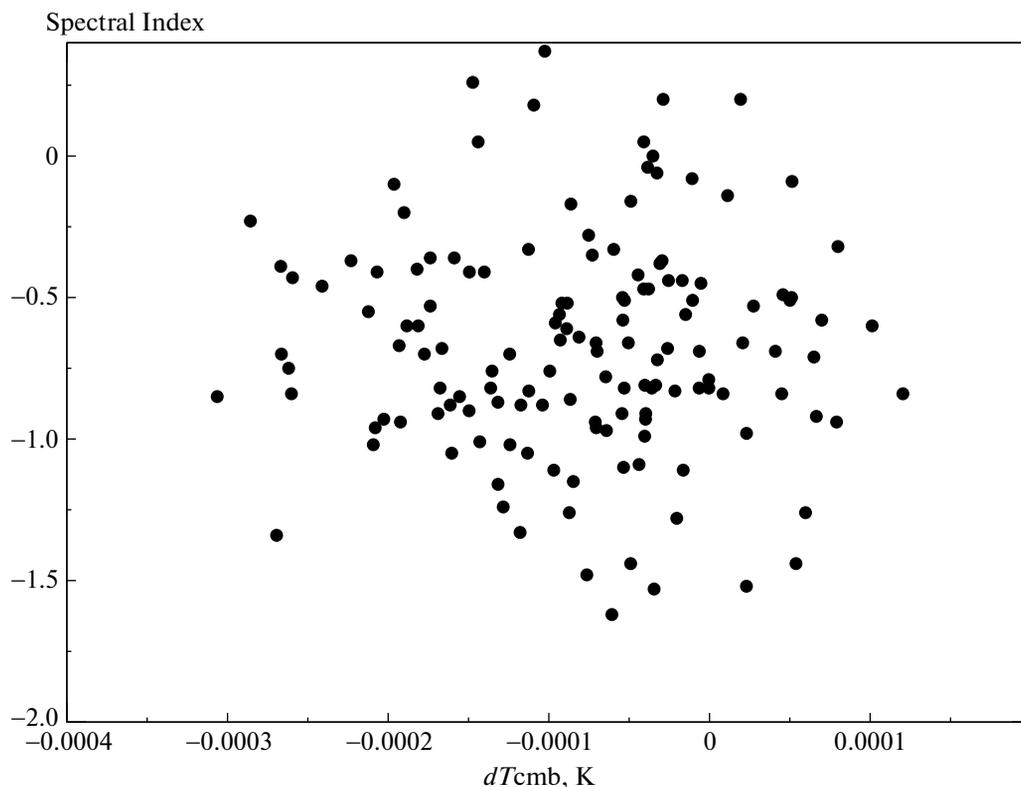


Рис. 8. Диаграмма “спектральный индекс $\gamma_{1.4 \text{ GHz}}$ — вариация СМВ $\delta T_{\ell \in [21; 2500]}$ ” для радиосточников с наличием кандидата в зоне отождествления объекта из каталога Pan-STARRS.

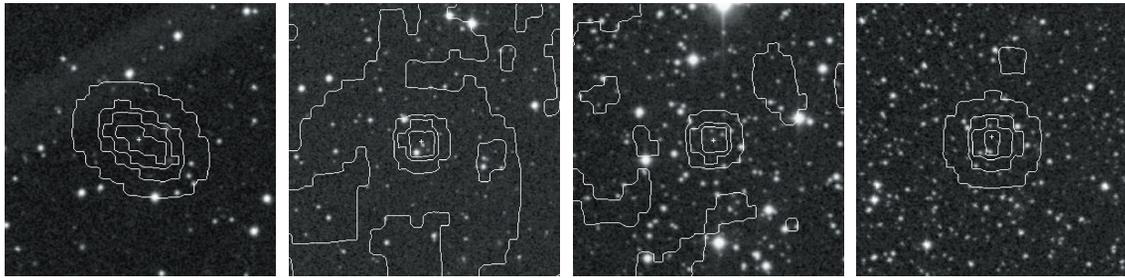


Рис. 9. Примеры структур радиоисточников WENSS с признаками СЗ-эффекта и наличием кандидата на отождествление из обзора Pan-STARRS. Фоновое изображение взято из оптического обзора DSS2 (фильтр R). На изображении наложены радиоизофоты, построенные по данным обзора NVSS. Слева направо радиоисточники WNB0010.2+40 (J001253+403247), WNB0026.9+44 (J002937+442211), WNB0031.2+52 (J003401+531118) и WNB0152.3+65 (J015607+652260). Размер площадок $5' \times 5'$.

Диаграммы (рис. 5 и 8) показывают, что при селекции радиоисточников, в направлении на которые наблюдается СЗ-эффект, можно ускорить процедуру отбора кандидатов в скопления галактик. Кроме самого факта существования радиоисточника, являющегося признаком повышенной пространственной плотности материи, на это же повышение плотности опосредованно указывает минимум на карте анизотропии реликтового излучения. Причем медианное значение радиоспектрального индекса радиоисточников $\gamma = -0.53$. Другим интересным наблюдательным фактом является предпочтительная морфология отождествленных радиоисточников нашей подвыборки: практически все радиоисточники, идентифицированные с объектами Pan-STARRS, являются либо компактными, либо протяженными со структурой типа FR I [53] (см. примеры на рис. 9).

Поиск кандидатов в скопления галактик на основе эффекта Сюняева–Зельдовича является одним из наиболее значимых методов для построения списков скоплений галактик [6, 14–16, 54, 55]. Подтверждение кандидатов в скопления галактик возможно только с помощью измерения красного смещения галактик – членов скопления, но для ускорения процессов их поиска и селекции, построение списков кандидатов является необходимым условием. В настоящее время мы готовим списки для других координатных интервалов обзора WENSS, и дальнейшем мы предполагаем использовать такую селекцию для поиска кандидатов в скопления галактик по данным больших радиообзоров неба, таких как NVSS [39].

Кроме того, обнаруженный эффект для радиоисточников, имеющих оптическое отождествление, когда радиоспектральный индекс по абсолютной величине в среднем меньше, а минимум на карте РИ глубже, может быть использован при поиске кандидатов в далекие скопления галактик. Селекция далеких кандидатов в этом случае основана на наблюдаемой связи радиоспектраль-

ного индекса: чем меньше по отрицательной величине спектральный индекс, тем скорее будет большее красное смещение (см. зависимость в [56]). В то же время более далекие скопления, как ожидается, имеют меньшую массу и, значит, меньшую амплитуду СЗ-эффекта.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны ESA за открытый доступ к результатам наблюдений и обработки данных в Planck Legacy Archive. При построении непрерывных радиоспектров применялась база данных радиоастрономических каталогов CATS [36, 57]. В работе использованы система обработки радиоастрономических данных FADPS [38, 47] и пакет GLESP [48, 58, 59] для анализа протяженного излучения на сфере.

Авторы выражают глубокую признательность рецензенту за высказанные замечания, которые существенно улучшили текст статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *S. D. M. White and M. J. Rees*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **183**, 341 (1978).
2. *J. T. Falder, J. A. Stevens, M. J. Jarvis, M. J. Hardcastle, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **405**, 347 (2010).
3. *J. A. Stevens, M. J. Jarvis, K. E. K. Coppin, M. J. Page, T. R. Greve, F. J. Carrera, and R. J. Ivison*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **405**, 2623 (2010).
4. *A. Galametz, D. Stern, C. De Breuck, N. Hatch, et al.*, Astrophys. J. **749**, 169 (2012).
5. *J. H. Mayo, J. Vernet, C. De Breuck, A. Galametz, N. Seymour, and D. Stern*, Astron. and Astrophys. **539**, id. A33 (2012).
6. *P. A. R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, et al.*, Astron. and Astrophys. **571**, id. A20 (2014).
7. *S. Perlmutter and B. P. Schmidt*, in *Supernovae and Gamma-Ray Bursters*, edited by K. Weiler., Lectures Notes in Physics **598**, 195 (2004).

8. *A. G. Riess, L.-G. Strolger, J. Tonry, S. Casertano, et al.*, *Astrophys. J.* **607**, 665 (2004).
9. *M. Klein, S. Grandis, J. J. Mohr, M. Paulus, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **488**, 739 (2019).
10. *J. Gao, Hu Zou, Xu Zhou, and Xu Kong*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **132**, id. 024101 (2020).
11. *P. Banerjee, E. Pierpaoli, N. Mirzaturun, K. Maamari, and P. Rim*, *New Astronomy* **78**, id. 101359 (2020).
12. *F. Käfer, A. Finoguenov, D. Eckert, N. Clerc, M. E. Ramos-Ceja, J. S. Sanders, and V. Ghirardini*, *Astron. and Astrophys.* **634**, id.A8 (2020).
13. *C. Pinto, A. C. Fabian, J. S. Sanders, and J. de Plaa*, arXiv:1912.03944 [astro-ph.HE] (2019).
14. *M. Klein, H. Israel, A. Nagarajan, F. Bertoldi, F. Pacaud, A. T. Lee, M. Sommer, and K. Basu*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **488**, 1704 (2019).
15. *P. Vanderlinde, T. M. Crawford, T. de Haan, J. P. Dudley, et al.*, *Astrophys. J.* **722**, 1180 (2010), arXiv:1003.0003 [astro-ph.CO].
16. *M. Hasselfield, M. Hilton, T. A. Marriage, G. E. Addison, et al.*, *J. Cosmology and Astroparticle Phys.* **07**, id. 008 (2013), arXiv:1301.0816 [astro-ph.CO].
17. *А. И. Копылов, В. М. Госс, Ю. Н. Парийский, Н. С. Соболева, и др.* *Астрон. журн.* **72**, 613 (1995).
18. *B. P. Venemans, H. J. A. Röttgering, G. K. Miley, W. J. M. van Breugel, et al.*, *Astronom. and Astrophys.* **461**, 823 (2007).
19. *Y. N. Parijskij, W. M. Goss, A. I. Kopylov, N. S. Soboleva, N. S. Temirova, O. V. Verkhodanov, O. P. Zhelenkova, and M. N. Naugolnaya*, *Bull. SAO* **40**, 5 (1996).
20. *G. Miley and C. De Breuck*, *Astron. and Astrophys. Rev.* **15**, 67 (2008).
21. *M. L. Khabibullina and O. V. Verkhodanov*, *Astrophys. Bull.* **64**, 123 (2009), arXiv:0911.3741 [astro-ph.CO].
22. *Ya. B. Zeldovich and R. A. Sunyaev*, *Astrophys. Space Sci.* **4**, 301 (1969).
23. *O. V. Verkhodanov, N. V. Verkhodanova, O. S. Ulakhovich, D. I. Solovoyov, and M. L. Khabibullina*, *Astrophys. Bull.* **73**, 1 (2018).
24. *R. B. Rengelink, Y. Tang, A. G. de Bruyn, G. K. Miley, M. N. Bremer, H. J. A. Roettgering, and M. A. R. Bremer*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **124**, 259 (1997).
25. *P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. I. R. Alves, C. Armitage-Caplan, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **571**, id. A1 (2014), arXiv:1303.5062 [astro-ph.CO].
26. *O. V. Verkhodanov, E. K. Majorova, O. P. Zhelenkova, M. L. Khabibullina, D. I. Solovoyov, and Yu. N. Parijskij*, *Astrophys. Bull.* **70**, 156 (2015).
27. *О. В. Верходанов, Е. К. Майорова, О. П. Желенкова, Д. И. Соловьев, М. Л. Хабибуллина*, *Письма в Астрон. журн.* **41**, 499 (2015).
28. *О. В. Верходанов, Е. К. Майорова, О. П. Желенкова, Д. И. Соловьев, М. Л. Хабибуллина*, *Астрон. журн.* **93**, 616 (2016).
29. *Yu. N. Parijskij, N. N. Bursov, N. M. Lipovka, N. S. Soboleva, A. V. Temirova, and A. V. Chepurinov*, *Astronom. and Astrophys. Suppl. Ser.* **96**, 583 (1992).
30. *А. И. Копылов, У. М. Госс, Ю. Н. Парийский, Н. С. Соболева, О. В. Верходанов, А. В. Темирова, О. П. Желенкова*, *Письма в Астрон. журн.* **32**, 483 (2006), arXiv:0705.2971 [astro-ph].
31. *Yu. N. Parijskij, P. Thomasson, A. I. Kopylov, O. P. Zhelenkova, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **439**, 2314 (2014).
32. *P. A. R. Ade, N. Aghanim, F. Argueso, M. Arnaud, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **594**, id. A26 (2016), arXiv:1507.02058 [astro-ph.CO].
33. *E. Bertin and S. Arnouts*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **117**, 393 (1996).
34. *P. D. Naselsky, P. R. Christensen, P. Coles, O. V. Verkhodanov, D. I. Novikov, and J. Kim*, *Astrophys. Bull.* **65**, 101 (2010), arXiv:0712.1118 [astro-ph].
35. *R. Adam, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. I. R. Alves, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **594**, id. A10 (2016), arXiv:1502.01588 [astro-ph.CO].
36. *O. V. Verkhodanov, S. A. Trushkin, H. Andernach, V. N. Chernenkov*, *Bull. SAO* **58**, 118 (2005), arXiv:0705.2959 [astro-ph].
37. *О. В. Верходанов*, в сб. *Проблемы современной радиоастрономии* (Санкт-Петербург: ИПА РАН, 1997), т.1, с. 322.
38. *O. V. Verkhodanov*, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems VI*, edited by *G. Hunt and H. E. Payne*, *ASP Conf. Ser.* **125**, 46 (1997).
39. *J. J. Condon, W. D. Cotton, E. W. Greisen, Q. F. Yin, R. A. Perley, G. B. Taylor, and J. J. Broderick*, *Astron. J.* **115**, 1693 (1998).
40. *J. N. Douglas, F. N. Bash, F. A. Bozayan, G. M. Torrence, and C. Wolfe*, *Astron. J.* **111**, 1945 (1996).
41. *R. L. White, R. H. Becker, D. J. Helfand, and M. D. Gregg*, *Astrophys. J.* **475**, 479 (1997).
42. *P. C. Gregory, W. K. Scott, K. Douglas, and J. J. Condon*, *Astrophys. J. Suppl.* **103**, 427 (1996).
43. *A. Bennett*, *Mem. Roy. Astron. Soc.* **68**, 163 (1962).
44. *G. Colla, C. Fanti, R. Fanti, L. Formiggini, et al.*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **1**, 281 (1970).
45. *W. M. Lane, W. D. Cotton, J. F. Helmboldt, and N. E. Kassim*, *Radio Science* **47**, id. RS0K04 (2012).
46. *H. T. Intema, P. Jagannathan, K. P. Mooley, and D. A. Frail*, *Astron. and Astrophys.* **598**, id. A78 (2017), arXiv:1603.04368 [astro-ph.CO].
47. *O. V. Verkhodanov, B. L. Erukhimov, M. L. Monosov, V. N. Chernenkov, and V. S. Shergin*, *Bull. SAO* **36**, 132 (1993).
48. *A. G. Doroshkevich, P. D. Naselsky, O. V. Verkhodanov, D. I. Novikov, V. I. Turchaninov, I. D. Novikov, P. R. Christensen, L.-Y. Chiang*, *Intern. J. Modern Physics D* **14**, 275 (2003), arXiv:astro-ph/0305537.
49. *T. McGlynn, K. Scollick, and N. White*, in *New Horizons from Multi-Wavelength Sky Surveys*, Proc. 179th Symp. IAU, held in Baltimore, USA August 26–30, edited by *B. J. McLean, D. A. Golombek, J. J. E. Hayes, and H. E. Payne* (Kluwer Acad. Publ., 1996), p. 465, <https://skyview.gsfc.nasa.gov/current/docs/jar.html>
50. *K. N. Abazajian, J. K. Adelman-McCarthy, M. A. Agüeros, S. S. Allam, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **182**, 543 (2009), arXiv:0812.0649 [astro-ph].

51. *R. M. Cutri, M. F. Skrutskie, S. Van Dyk, C. A. Beichman, et al., Explanatory Supplement to the 2MASS Second Incremental Data Release* (2002), <http://www.ipac.caltech.edu/2mass>.
52. *K. C. Chambers, E. A. Magnier, N. Metcalfe, H. A. Flewelling, et al.*, arXiv:1612.05560 [astro-ph.IM] (2016).
53. *B. L. Fanaroff and J. M. Riley*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **167**, 31P (1974).
54. *R. A. Burenin*, Astron. Letters **43**, 507 (2017), arXiv:1703.05597 [astro-ph.CO].
55. *V. Bonjean*, Astron. and Astrophys. **634**, id. A81 (2020), arXiv:1911.10778 [astro-ph.CO].
56. *О. В. Верходанов, М. Л. Хабибуллина*, Письма в Астрон. журн. **36**, 9 (2010), arXiv:1003.0577 [astro-ph.CO].
57. *О. В. Verkhodanov, S. A. Trushkin, H. Andernach, and V. N. Chernenkov*, Data Science J. **8**, 34 (2009), arXiv:0901.3118 [astro-ph.IM].
58. *О. В. Verkhodanov, A. G. Doroshkevich, P. D. Naselsky, D. I. Novikov, V. I. Turchaninov, I. D. Novikov, P. R. Christensen, and L.-Y. Chiang*, Bull. SAO **58**, 40 (2005).
59. *A. G. Doroshkevich, O. V. Verkhodanov, P. D. Naselsky, J. Kim, et al.*, Intern. J. Modern Physics D **20**, 1053 (2011), arXiv:0904.2517.

ОПТИЧЕСКИЙ МОНИТОРИНГ SS 433 В 2017–2021 ГОДАХ

© 2022 г. А. М. Черепашук^{1, *}, А. В. Додин¹, К. А. Постнов^{1,2}, А. А. Белинский¹, М. А. Бурлак¹, Н. П. Иконникова¹, Т. Р. Ирсмамбетова¹, С. А. Трушкин³¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия²Казанский федеральный университет, Казань, Россия³Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

*E-mail: cherepashchuk@gmail.com

Поступила в редакцию 07.01.2022 г.

После доработки 01.02.2022 г.

Принята к публикации 21.02.2022 г.

В статье обсуждаются наблюдаемые характеристики спектральной и фотометрической переменности SS 433 по данным за 2018–2021 гг., а также выполнено их сравнение с более ранними результатами. Обнаруженное нами ранее изменение орбитального периода по V -фотометрии подтверждается данными в фильтре B , хотя и с меньшей точностью. На интервале наблюдений 1978–2021 гг. не наблюдается вековых изменений ни в стационарной, ни в подвижных линиях $H\alpha$, однако наблюдаются сдвиги прецессионной фазы до ± 11 дней, которые появляются на временах менее 1 года и исчезают за 2–3 года.

Ключевые слова: звезды: индивидуальные: SS433, тесные двойные, аккреционные диски, джеты

DOI: 10.31857/S0004629922060020

1. ВВЕДЕНИЕ

Объект SS 433 представляет собой массивную затменную рентгеновскую двойную систему на продвинутой стадии эволюции [1, 2]. Оптическая звезда переполняет свою полость Роша и истекает через точки Лагранжа L_1 и L_2 . Вокруг релятивистского объекта (вероятной черной дыры) сформировался сверхкритический аккреционный диск с релятивистскими ($v/c \approx 0.26$) джетами [3]. Плоскость диска наклонена к плоскости орбиты на угол $\sim 20^\circ$. По-видимому, это является следствием асимметричного взрыва сверхновой [4, 5], который повернул плоскость орбиты двойной системы относительно оси вращения оптической звезды. Ось вращения звезды под действием притяжения релятивистского объекта прецессирует, что приводит к формированию “плавающего” аккреционного диска, который отслеживает прецессию оптической звезды.

Сорокалетние наблюдения SS 433 в рентгеновском, оптическом, инфракрасном и радиодиапазонах позволили исследовать различные периодичности в этой системе: орбитальную (затменную) с периодом $P_{\text{orb}} \approx 13.083^d$, прецессионную с $P_{\text{prec}} = 162.3^d$ и нутационную с $P_{\text{nut}} = 6.29^d$. Оказалось, что параметры кинематической модели

SS 433 являются в среднем стабильными на протяжении ~ 40 лет [6, 7]. В отличие от предсказаний классической теории эволюции массивных тесных двойных систем на стадии вторичного обмена масс [8] в системе SS 433 не образовалась общая оболочка, и система эволюционирует как полуразделенная со сверхкритическим аккреционным диском. Эта странная, на первый взгляд, особенность SS 433 в последнее время получила разумное объяснение. Согласно недавним эволюционным расчетам [9], когда в рентгеновской двойной системе с массивной оптической звездой отношение масс $q = M_X/M_V > 0.29$, (M_X и M_V – масса релятивистского объекта и оптической звезды соответственно), образование общей оболочки не происходит, и система эволюционирует как полуразделенная в стабильном режиме переполнения полости Роша оптической звездой. В системе формируется сверхкритический аккреционный диск. Унос массы и углового момента из системы происходит за счет истечения мощного дискового ветра. Авторы в работе [9] называют этот режим потери массы и углового момента из системы режимом изотропного переизлучения массы или SS 433-подобным режимом.

Если же отношение масс $q \lesssim 0.29$, то, согласно [9] при вторичном обмене масс система проходит стадию с общей оболочкой. В работах [10–12]

Таблица 1. Звезды сравнения

α	δ	B	V	R	I
19:12:04	5:00:58	14.51 ± 0.04	13.64 ± 0.02	13.07 ± 0.07	12.53 ± 0.10
19:11:46	4:56:22	15.47 ± 0.03	14.28 ± 0.01	13.46 ± 0.06	12.71 ± 0.08
19:12:01	5:00:49	15.55 ± 0.03	14.55 ± 0.01	13.83 ± 0.07	13.16 ± 0.10
19:11:53	4:56:52	15.57 ± 0.08	14.61 ± 0.06	13.92 ± 0.10	13.28 ± 0.12
19:11:53	4:59:32	16.54 ± 0.08	15.42 ± 0.02	14.79 ± 0.09	14.20 ± 0.12

обоснована стабильность переноса масс через внутреннюю точку Лагранжа L_1 в случае массивных звезд-доноров с лучистыми оболочками в рентгеновских двойных системах с относительно большой массой релятивистского объекта $M_X > 0.29M_V$. В этом случае общая оболочка не образуется, и оптическая звезда может устойчиво переполнять свою полость Роша и истекать через точки L_1 и L_2 . Таким образом, уже сам факт того, что система SS 433 эволюционирует как полуразделенная, без общей оболочки, является косвенным признаком относительно большой массы релятивистского объекта (черной дыры) в этой системе.

Анализ рентгеновских затмений SS 433 в жестком диапазоне 20–100 кэВ в модели, когда оптическая звезда переполняет свою полость Роша и истекает через точки Лагранжа L_1 и L_2 [2], привел к оценке отношения масс $q = M_X/M_V > 0.4–0.8$. Анализ этих же затмений в модели, когда оптическая звезда заполняет свою полость Роша и истекает через точку L_1 приводит к оценке $q > 0.3$. Эти оценки вписываются в интервал значений $q > 0.29$, при котором согласно [9–11], в массивной рентгеновской двойной системе на стадии вторичного обмена масс реализуется режим полуразделенной системы без общей оболочки. Однако оценки $q > 0.29$ и $q > 0.3$ близки друг к другу и существует ненулевая вероятность того, что система SS 433 находится на грани стабильного режима полуразделенной системы. Поэтому проверка стабильности параметров кинематической модели представляет собой актуальную задачу.

В работах [6, 7] проведен поиск вековых изменений параметров SS 433 по результатам спектрального мониторинга этой системы, проведенного нами с 1994 по 2017 г., с привлечением всех опубликованных спектральных наблюдений, начиная с 1978 г. Заметных вековых изменений параметров кинематической модели SS 433 на протяжении ~ 40 лет нами не было выявлено.

В данной статье приведены результаты наших новых оптических (спектральных и фотометрических) наблюдений SS 433, выполненных с 2017

по 2021 г. в Кавказской Горной Обсерватории ГАИШ (КГО ГАИШ) и Крымской астрономической станции ГАИШ (КАС ГАИШ).

2. НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения выполнены на 2.5-м и 60-см (RC600) телескопах КГО ГАИШ, а также на 1.25-м (ЗТЭ) и 60-см (Цейсс-600) телескопах КАС ГАИШ. Использовался двухканальный спектрограф TDS 2.5-м телескопа (диапазон λ 3600–7500 Å, спектральное разрешение ~ 2000) и А-спектрограф телескопа ЗТЭ (перестраиваемый спектральный диапазон, разрешение ~ 1000), сконструированный В.Ф. Есиповым в 1970-х годах. Описание спектрографа TDS и процедуры обработки данных приведено в статье [13]. Примеры спектров с TDS представлены на рис. 1. Обработка данных с А-спектрографа идентична описанной в нашей предыдущей работе [7]. Большинство фотометрических данных получено на телескопе RC600, описание которого дано в [14]. Фотометрия в фильтрах $BVRI$ выполнена с ПЗС камерами: Andor iKon-L (RC600), Apogee 47, Apogee Aspen, FLI PL4022 (Цейсс-600). На 2.5-м телескопе получены данные в фильтрах $UBVRI$ с камерой NBI. На телескопе Цейсс-600 фильтры RI близки к системе Джонсона, поэтому эти данные были приведены к величинам КГО (где реализация фильтров близка к системе Кузинса) по участкам с одновременной фотометрией на двух обсерваториях. Все данные обрабатывались стандартным образом (вычитание темного кадра, исправление неравномерности чувствительности по кадру). Определение блеска SS 433 выполнялось методом апертурной фотометрии относительно среднего блеска 5 звезд сравнения, координаты и блеск которых приведены в табл. 1. В фильтре U звезда сравнения взята из работы [15].

3. ПАРАМЕТРЫ КИНЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ В 2017–2021 ГОДАХ

В работе [7] определены параметры кинематической модели SS 433 на 12 временных интерва-

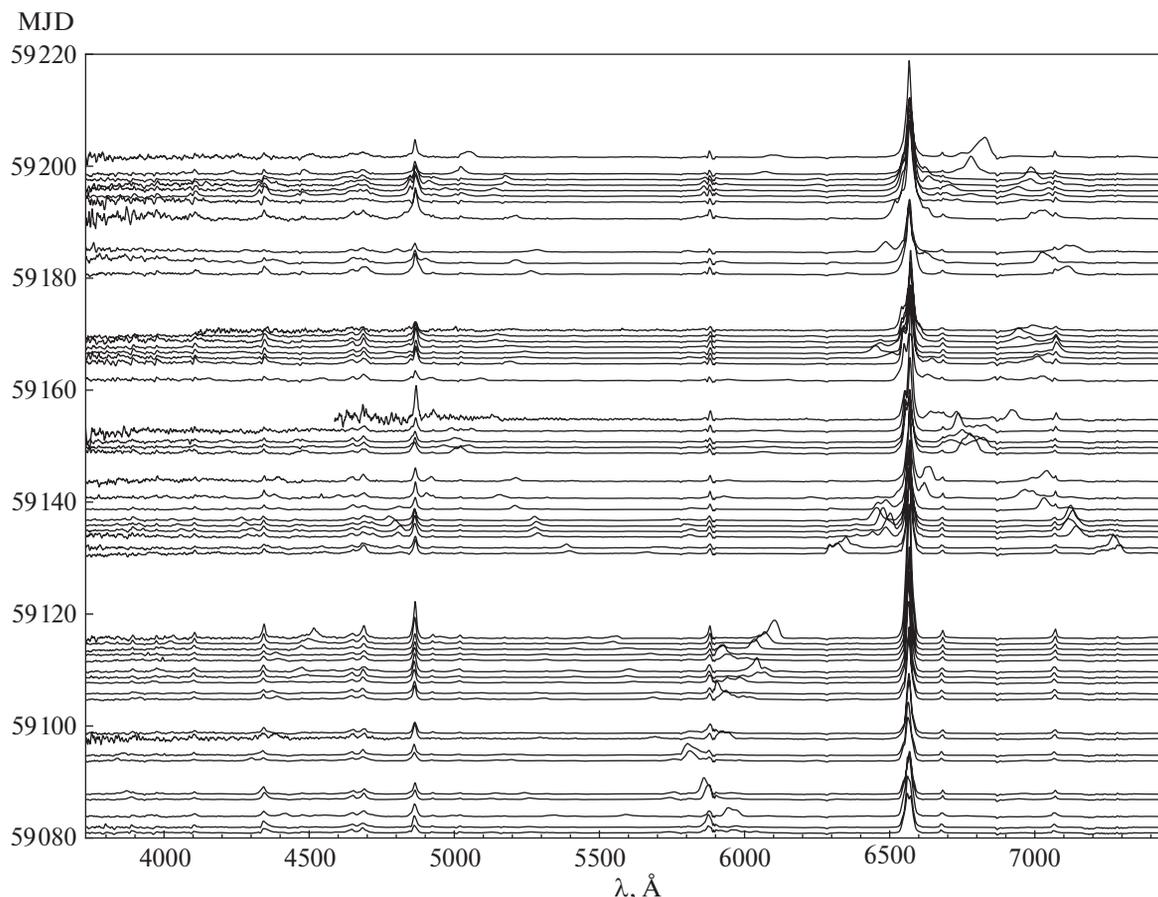


Рис. 1. Серия спектров SS 433, полученных на TDS в период с 19 августа по 18 декабря 2020 г.

лах продолжительностью ~ 3 года каждый: θ — угол наклона плоскости аккреционного диска к плоскости орбиты двойной системы, i — наклонение орбиты системы к картинной плоскости, $P_{\text{прец}}$ — период прецессии аккреционного диска, который в модели “плавающего диска” задается периодом прецессии оси вращения оптической звезды, $P_{\text{нут}}$ — период нутации диска, $z_{\text{нут}}$ — амплитуда нутационной переменности лучевых скоростей подвижных эмиссионных линий. Орбитальный период P_{orb} из наблюдений подвижных линий определяется по формуле, учитывающей сложение частот прецессионной и нутационной переменности лучевых скоростей: $P_{\text{orb}}^{-1} = 2(P_{\text{нут}}^{-1} - P_{\text{прец}}^{-1})$. Кроме того, важным параметром модели является модуль скорости v истечения вещества в коллимированных релятивистских джетах, обычно выражаемый в единицах скорости света $\beta = v/c$.

В работе [7] приведены формулы кинематической модели SS 433, которая описывает доплеровские смещения подвижных эмиссионных линий, связанные с прецессией и нутацией [16, 17]. Применение этих формул к нашим новым спек-

тральным наблюдениям позволило определить средние значения параметров кинематической модели на интервале с 2018 по 2021 г. Эти значения приведены в табл. 2, 3 и на рис. 2 вместе со значениями за 1978–2017 гг. Видно, что новые данные также не выявляют вековых изменений параметров.

4. СБОИ В ФАЗЕ КОЛЕБАНИЙ ПРЕЦЕССИОННОГО ЦИКЛА

Наиболее сильное отличие от средних значений обнаружено у нового значения прецессионного периода $P_{\text{прец}} = 161.12^d$, которое в 2018–2021 гг. оказывается короче среднего периода на 1.2^d . Как следует из рис. 2 и табл. 2, за период свыше 40 лет в системе SS 433 не наблюдалось монотонного векового изменения прецессионного периода, а хаотические изменения, вероятно, вызваны сбоями в фазе прецессионного цикла, которые формально приводят к локальным увеличениям и уменьшениям $P_{\text{прец}}$. Эти сбои по фазе видны на рис. 3, где для нескольких интервалов приведено сравнение наблюдаемых лучевых ско-

Таблица 2. Прецессионные параметры модели

N	$JD_{\text{start}} - JD_{\text{end}}$	β	$\theta, ^\circ$	$i, ^\circ$	$P_{\text{прец}}, \text{сут}$	$t_0, \text{сут}$
1	43688–44946	0.2602(13)	19.87(17)	78.71(11)	162.65(07)	44376.3(2)
...
12	57186–58046	0.2579(23)	19.82(31)	79.38(20)	163.02(14)	57687.0(5)
13	58313–59401	0.2596(20)	19.82(24)	79.35(15)	161.12(15)	59150.6(3)
Все	43688–59401	0.2591(08)	19.63(10)	78.89(06)	162.316(3)	50543.10(14)

Примечание. Данные для 1–12 интервалов совпадают с данными из [7, табл. 1], поэтому частично пропущены. В скобках приведены погрешности последних 1–2 знаков числа.

ростей со средней кинематической моделью, построенной по данным за весь интервал 1978–2021 гг. Из этого рисунка становится понятно, что уход фазы происходит на временах, сравнимых с длиной самих интервалов. Поскольку каждый интервал содержит несколько наблюдательных сезонов, мы можем найти величину отклонений наблюдаемой кривой от средней для каждого сезона, фиксируя параметры кинематической модели на их средних значениях. Зависимость таких отклонений от времени показана на рис. 4, на котором выделяются два больших эпизода: отставание (в районе 2002 г.) и опережение (2019 г.) средней кривой на 11 дней. Оба отклонения возникли на интервале времени между наблюдательными сезонами (т.е. меньше чем за 1 год) и постепенно исчезали в течение 2–3 лет.

В модели плавающего диска направление распространения джетов отслеживает ось вращения звезды-донора. Однако изменения направления этой оси вследствие прецессии отражаются на направлении распространения джетов не мгновенно, а спустя некоторое время, которое необходимо для того, чтобы вещество с новым направлением момента импульса дошло до области формирования релятивистских джетов, т.е. за вязкое время диска. В такой модели наблюдаемые

флуктуации фазы естественно связать с изменениями вязкого времени, но тогда в среднем это время не может быть меньше 11 дней (поскольку в 2002 г. оно должно быть >0), а скорее всего составляет несколько десятков дней. В таком случае диск SS 433 должен быть изогнутым, кроме того, из-за усреднения момента вращения при трении колец диска с разной ориентацией, угол раствора конуса прецессии джетов должен быть несколько меньше, чем угол раствора прецессии оси вращения звезды. Можно было бы ожидать наличие зависимости между углом раствора и сбоями фазы, но надежной связи не прослеживается: при фиксации прецессионного периода и угла наклона, угол раствора можно определить для каждого сезона в отдельности. Сбой 2019–2021 гг. показывают антикорреляцию между углом и величиной фазового сдвига, однако для эпизода 2002 г. никакой зависимости между этими параметрами не видно.

Примечательно, что сбой в фазе прецессионного цикла в 2018 г. совпал с резким возрастанием активности радиовспышек в SS 433, которые мониторируются на радиотелескопе РАТАН-600 САО РАН (см. рис. 5). SS 433 практически непрерывно наблюдается на РАТАН-600 в рамках программы мониторинга галактических микроквazarов [18, 19]. Радиовспышки возникают в джетах из-за неустойчивостей в релятивистском течении на расстояниях в десятки и сотни а. е. от центрального источника [20, 21]. Однако переменность темпа аккреции в сверхкритическом диске в SS 433 может сказываться и на активности в джетах. Действительно, анализ корреляции радио- и оптической активности источника показал [22], что радиовспышке предшествует увеличение скорости ветра от сверхкритического аккреционного диска.

В стандартной модели сверхкритических дисков Шакуры и Сюняева [23] основной отток вещества из сверхкритического диска начинается на радиусе сферизации $R_s = (\dot{M}/\dot{M}_{cr})R_{in}$, где

Таблица 3. Нутационные параметры модели

N	$Z_{\text{nut}}, \times 10^{-3}$	$P_{\text{nut}}, \text{сут}$	$t_{\text{nut}}, \text{сут}$
1	3.5(5)	6.2945(26)	44297.84(15)
...
12	6.9(7)	6.2879(21)	57653.64(11)
13	8.1(6)	6.2897(20)	58999.53(07)
Все	6.0(3)	6.28803(06)	50416.09(05)

Примечание. Данные для 1–12 интервалов совпадают с данными из [7, табл. 1], поэтому частично пропущены. В скобках приведены погрешности последних 1–2 знаков числа.

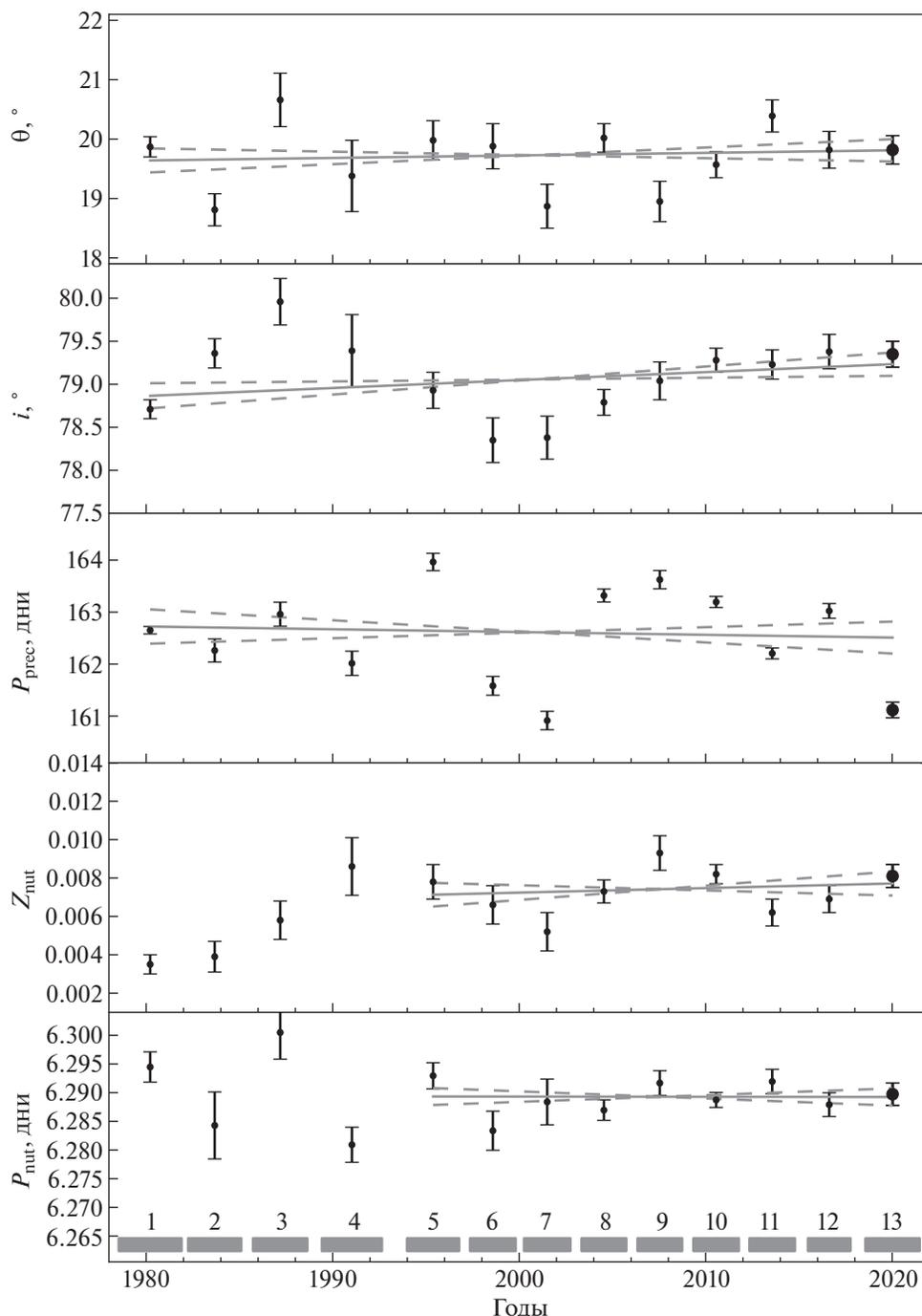


Рис. 2. Параметры кинематической модели. Жирными точками выделены параметры, определенные в этой статье.

$\dot{M}_{cr} \approx 10^{-7} [M_{\odot}/\text{год}] (M_x/10M_{\odot})$ – критический темп аккреции, соответствующий эддингтоновской светимости L_{Edd} при аккреции на черную дыру с массой $10 M_{\odot}$, R_{in} – внутренний радиус аккреционного диска, определяемый последней устойчивой круговой орбитой вокруг черной дыры. Считая скорость ветра от диска порядка пара-

болической на радиусе сферизации, $v_w \sim 1/\sqrt{\dot{M}}$, увеличение скорости ветра соответствует *уменьшению* темпа аккреции в диске. Даже при темпе аккреции в SS 433 $\dot{M} \sim 10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$ внешние части диска остаются тонкими (радиус сферизации далек от внешнего края диска, ограниченного полостью Роша компактного объекта). В первом

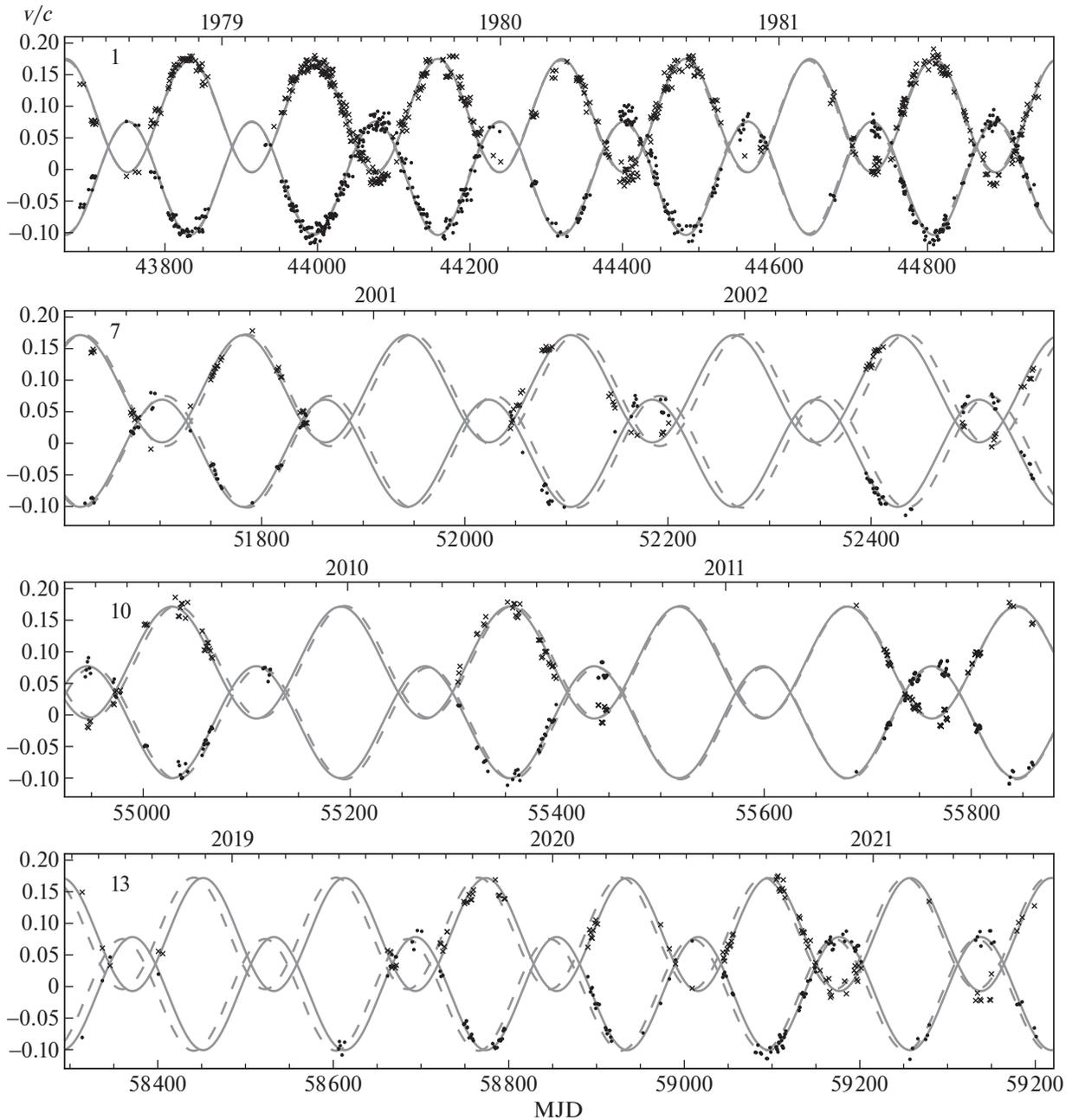


Рис. 3. Наблюдаемые лучевые скорости подвижных линий v/c для отдельных трехлетних интервалов показаны точками ($H\alpha-$) и крестиками ($H\alpha+$). Сплошная линия соответствует кинематической модели, построенной по данным каждого интервала в отдельности. Штриховая линия соответствует кинематической модели, построенной по всем имеющимся данным.

приближении к ним можно применить теорию Шакуры и Сюняева для альфа-дисков. Тогда вязкое время, характеризующее передачу момента импульса от внешних частей внутрь диска, будет $\tau_{\text{vis}} \sim 1/(\alpha\omega_K(R))(R/H)^2$, где $\omega_K(R)$ – кеплеровское время на внешнем краю диска, α – параметр вязкости Шакуры-Сюняева, H/R – полутолщина внешних частей диска. В стандартных альфа-дис-

ках $H/R \sim \dot{M}^{17/40}$, и при вариации темпа аккреции изменение вязкого времени будет $\delta\tau_{\text{vis}}/\tau_{\text{vis}} = -(17/20)\delta\dot{M}/\dot{M}$, т.е. при уменьшении темпа аккреции вязкое время увеличивается. Именно такая картина и наблюдается при сбое фазы прецессионного цикла в SS 433 в 2019 г.

На рис. 6 представлен результат радиомониторинга SS 433 на радиотелескопе Green Bank Inter-

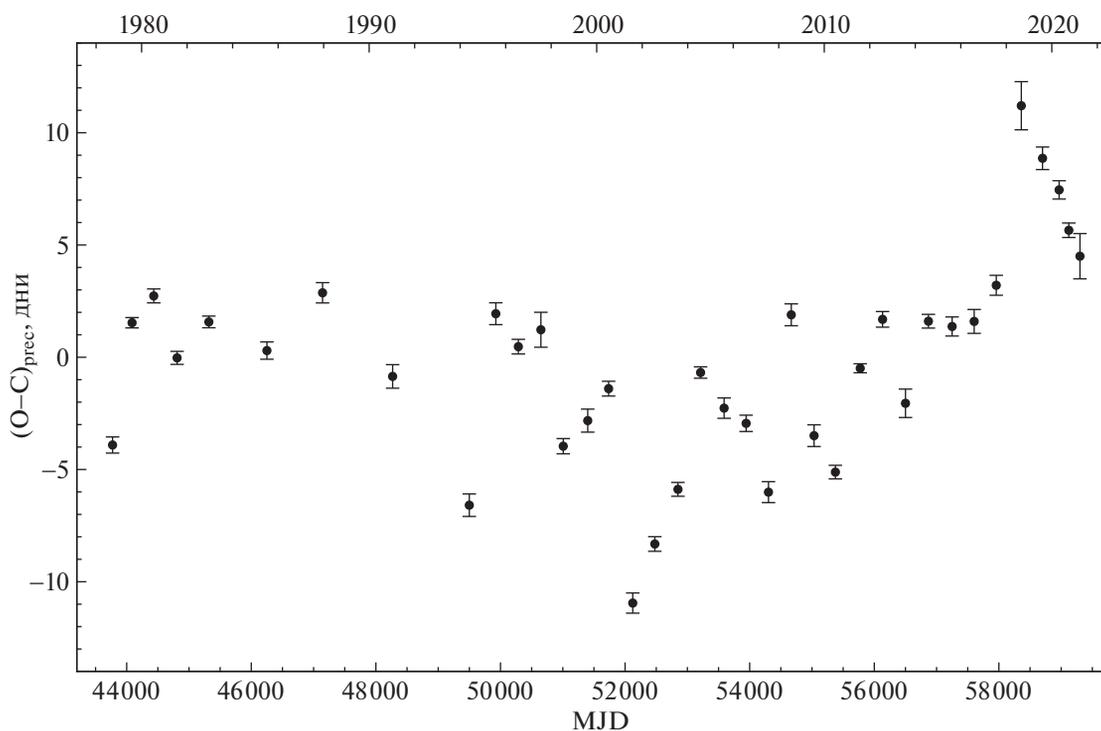


Рис. 4. Сдвиг прецессионной кривой относительно средней для каждого наблюдательного сезона.

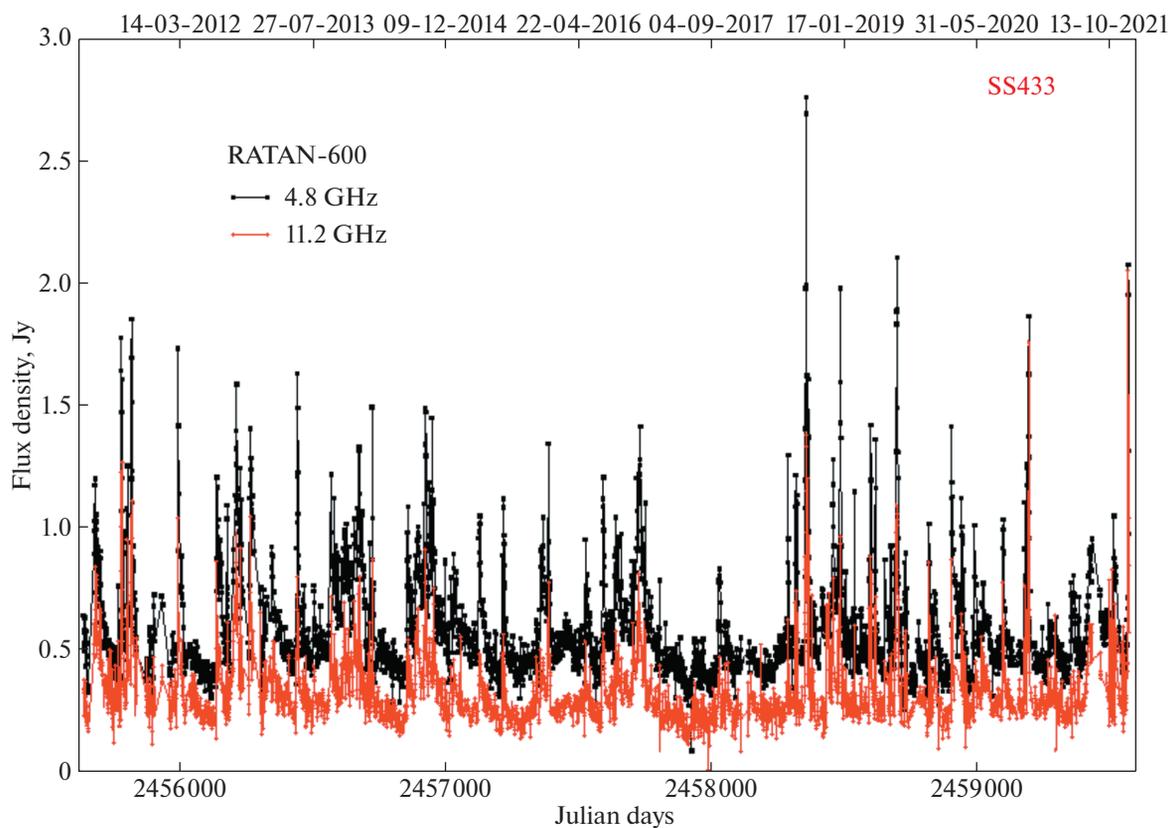


Рис. 5. Радиомониторинг SS 433 в 2011–2021 гг. на РАТАН-600. Заметен “спокойный” период перед повышенной активностью в 2018 г.

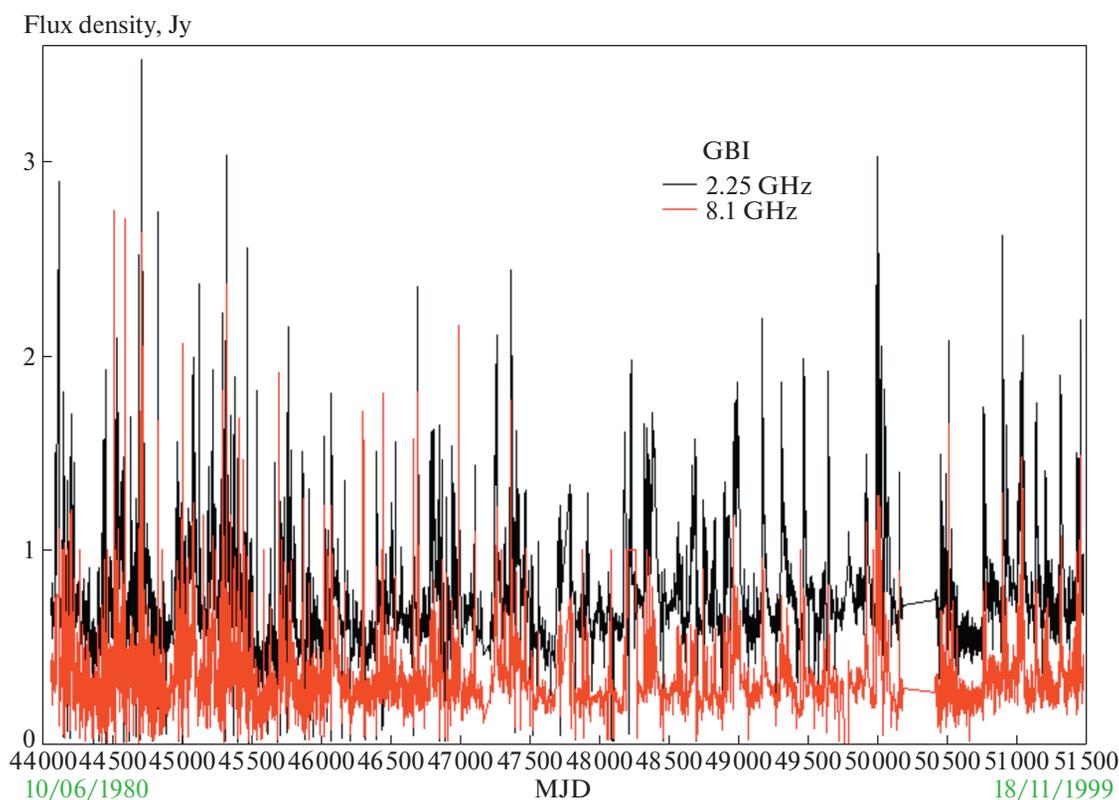


Рис. 6. Радиомониторинг SS 433 в 1980–1999 гг. на радиотелескопе Green Bank Interferometer. Анализ не выявляет явных закономерностей в радиовспышках.

ferometer [24]. Видно, что источник до 2000 г. не показывал каких-либо особенностей в радиоповедении — вспышки идут более-менее регулярно. Но и на диаграмме О–С для прецессионного цикла на рис. 4 никаких значительных сбоев также не просматривается. Джеты прецессируют как целое с диском (об этом свидетельствует кинематическая модель), и, конечно, очень опосредованно могут чувствовать изменение общего темпа аккреции, так как формируются во внутренних частях диска, глубоко под радиусом сферизации. Изменения темпа аккреции сильнее всего сказываются на свойствах ветра, оттекающего из аккреционного диска, и, как мы указываем, могут влиять на фазу прецессионного периода. Сам он предположительно задается прецессией оптической звезды, которая стабильна, поэтому после сбоев фаза постепенно возвращается к стабильному значению на О–С вблизи нуля.

На рис. 4 можно также заметить, что чаще О–С отклоняется в отрицательную сторону, чем в положительную. В терминах вязкого времени оно чаще флуктуирует в сторону укорочения, чем в сторону удлинения. Это может быть связано с более частыми положительными флуктуациями темпа перетекания через внутреннюю точку

Лагранжа относительно среднего значения. Кроме того, при повышении темпа аккреции увеличивается отток ветра от сверхкритического диска, что эффективно увеличивает альфа-параметр вязкости и укорачивает вязкое время.

Наличие изгиба диска может приводить к сдвигу фазы между спектральной и фотометрической прецессионной переменными: наши данные показывают, что максимум фотометрической прецессионной кривой за 2019–2021 гг. если и сдвинут, то на небольшую величину, и наступает на 10–20 дней позже момента максимального раздвижения линий по средней эфемериде (см. раздел 7), т.е. отклонения фотометрической кривой происходили в ту же сторону, что и отклонения в лучевых скоростях подвижных линий.

5. ПЕРИОДИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ СКОРОСТИ ВЕЩЕСТВА В РЕЛЯТИВИСТСКИХ ДЖЕТАХ

Новые данные подтверждают отсутствие вековых изменений параметра $\beta = v/c$. Квазипериодическая переменность $\beta(t)$ с орбитальным периодом и амплитудой ~ 0.02 выявляется как по всем данным в совокупности, так и только по данным

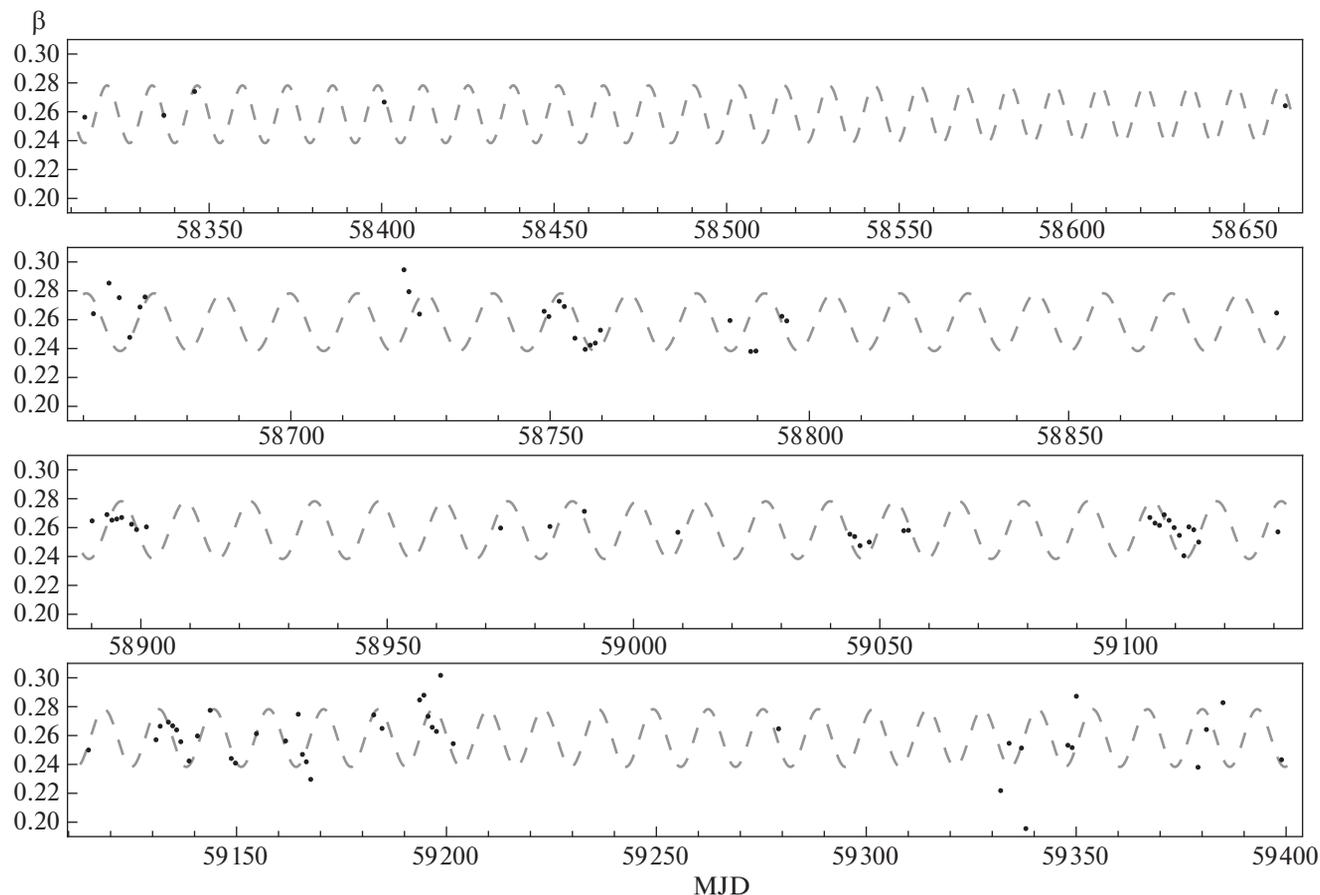


Рис. 7. Зависимость β от времени в течение последних трех лет. Штриховой кривой показана синусоида с орбитальным периодом.

2018–2021 гг. (см. рис. 7). Квазипериодическая переменность в $\beta(t)$ с периодом 11.27, найденная по историческим данным [6, 7], не выявляется в последних данных.

Модуляция $\beta(t)$ с орбитальным периодом отмечалась в работах [6, 7, 25]. В этих же работах была высказана гипотеза, что эта модуляция может быть вызвана небольшой эллиптичностью орбиты SS 433. В таком случае расстояние между компонентами меняется с фазой орбитального периода, что приводит к изменению темпа поступления вещества звезды-донора в аккреционный диск и может сказываться на скорости джетов. Эллиптичность орбиты SS 433 подтвердилась фотометрическими наблюдениями: используя наши и архивные фотометрические данные вблизи моментов максимального раскрытия аккреционного диска по отношению к наблюдателю, когда орбитальная кривая блеска наиболее стабильна, мы обнаружили наличие эксцентриситета орбиты по смещению вторичного минимума относительно главного [26]. В этой работе мы анализировали

данные в фильтре V , однако наш вывод подтверждается и в других фильтрах (см. раздел 7), хотя точность кривых оказывается хуже из-за меньшего количества наблюдений.

6. СТАЦИОНАРНАЯ ЭМИССИОННАЯ ЛИНИЯ $H\alpha$

В стационарной линии $H\alpha$ также не выявляются значимых вековых изменений (см. рис. 8). Эквивалентная ширина линии и ее доплеровская ширина испытывают на короткой шкале времени заметные изменения, в которых присутствуют регулярные составляющие (сравнить с рис. 9). EW линии меняется с периодом, близким к $P_{\text{прец}}/2$ с максимумами вблизи $\phi_{\text{прец}} \approx 0.18$ и 0.68 , однако, поток в линии, рассчитанный из EW с использованием средней прецессионной фотометрической кривой, уменьшает максимум на $\phi_{\text{прец}} \approx 0.68$, приводя к переменности с прецессионным периодом, но с фазовым сдвигом около 0.15. В усредненных значениях EW есть признаки периодич-

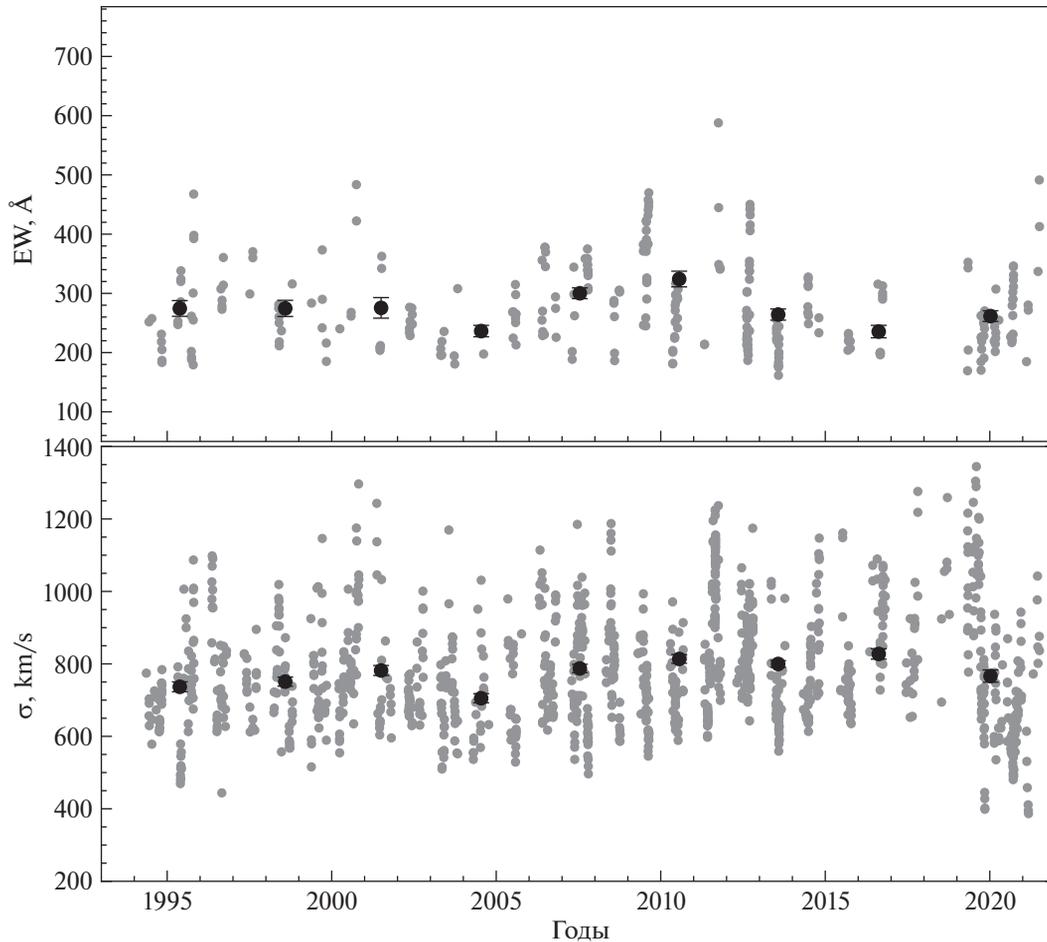


Рис. 8. Изменение эквивалентной ширины EW и ширины σ стационарной линии $H\alpha$. Данные для EW приведены только для моментов $T_3 \pm 0.2P_{\text{гrec}}$ и вне затмений. Черные точки – средние значения по интервалам и их ошибки.

ности с периодом около 11 лет, однако, для ее подтверждения необходимо пронаблюдать еще один период. Похожий период, но с другой фазой, также виден в средней амплитуде нутации Z_{nut} на рис. 2.

В переменности доплеровской ширины линии также выделяется регулярная прецессионная переменность, фазированная таким образом, что наиболее узкие линии наблюдаются при максимальном раскрытии диска (см. рис. 10). Для количественного описания ширины линии мы использовали ее среднеквадратичный разброс: $\sigma^2 = \int (V - V_0)^2 f(V) dV$, где $f(V)$ – нормированный профиль линии, V_0 – центр линии. Поскольку А-спектрограф имеет худшее спектральное разрешение, чем TDS, величина σ^2 была скорректирована и приведена к разрешению TDS. Величина коррекции определялась по линиям неба и независимо проверялась по нескольким спек-

трам, полученным в одну ночь на разных спектрографах. Это позволяет нам уверенно утверждать, что в 2020 г. стационарная линия была систематически уже, чем в предыдущие периоды.

7. ОРБИТАЛЬНАЯ И ПРЕЦЕССИОННАЯ ФОТОМЕТРИЧЕСКАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ

На рис. 11 приведены индивидуальные фотометрические наблюдения SS 433, полученные в КГО за последние три года. На рис. 12 показаны орбитальные фазовые кривые, построенные по данным вблизи момента максимального раскрытия диска. Средние глубины минимумов не одинаковы в различных фильтрах: глубина минимума монотонно уменьшается на 0.5^m для главного минимума и 0.26^m – для вторичного при переходе от фильтра U к I (см. табл. 4). Такое поведение ожидаемо при частичном затмении или при наличии третьего света в системе, доля которого растет в красную область и должна достигать $\sim 50\%$ в

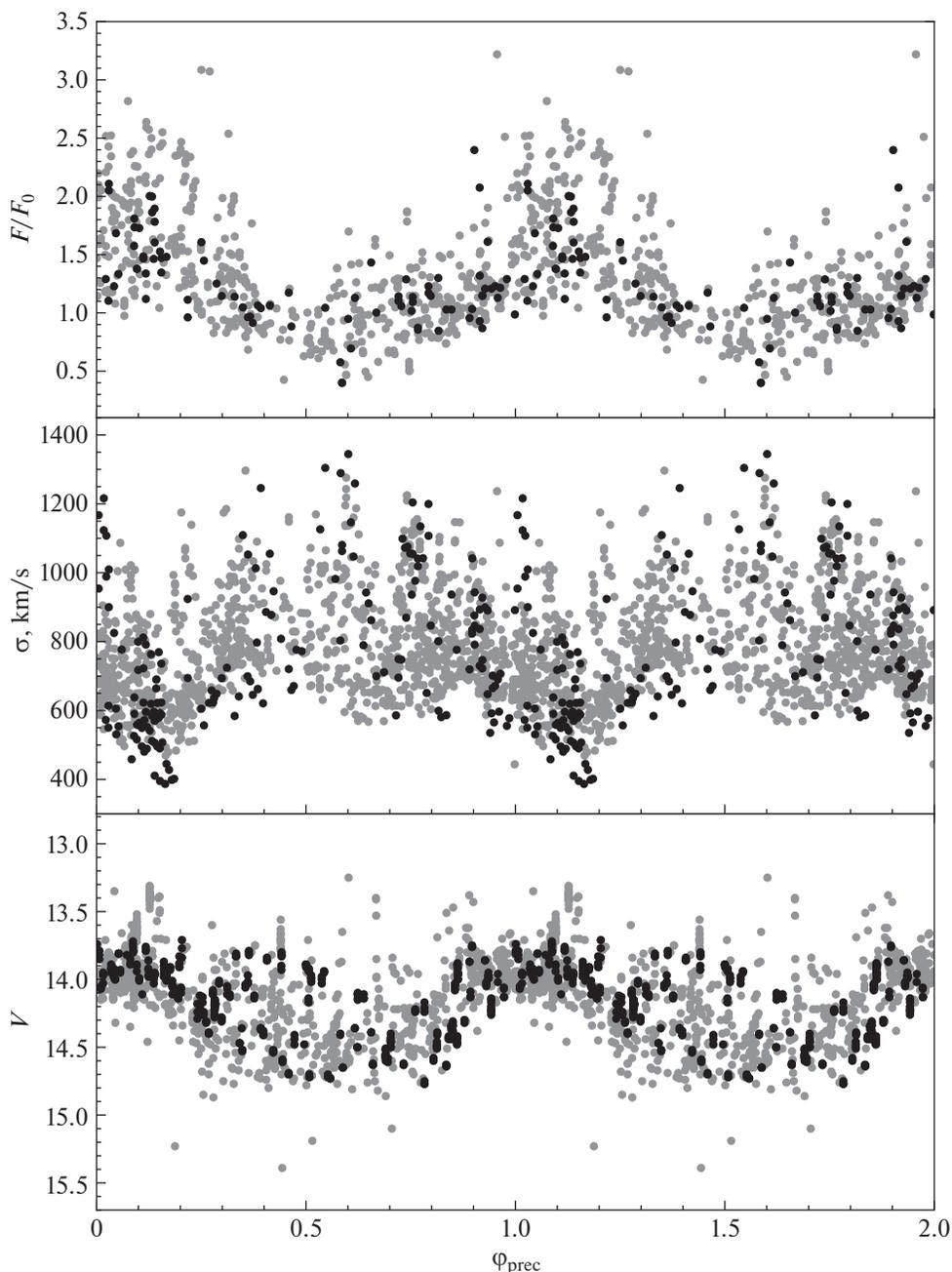


Рис. 9. Изменение относительного потока (вне затмений) и ширины σ стационарной линии $\text{H}\alpha$ от прецессионной фазы. Серыми точками показаны исторические данные (1994–1997 гг.). Черными — данные, полученные в этой работе (2018–2021 гг.). Внизу показана сводная внезатменная прецессионная кривая блеска.

фильтрах R и I . Околосветная оболочка, наблюдаемая в линиях [27], также может вносить свой вклад в континууме в красной части спектра.

На рис. 13 представлены фрагменты кривой блеска, из которой исключены моменты главного и вторичного минимума, таким образом эта кривая в основном отражает прецессионную составляющую переменности, а также нерегулярные

особенности. Для сравнения на рисунок наложена опорная синусоида со средним прецессионным периодом, фазированная таким образом, что максимальный блеск соответствует максимальному раздвижению подвижных линий по средней эфемериде. Как видно из рисунка, фотометрическая переменность не показывает значительного фазового сдвига относительно спектральной пе-

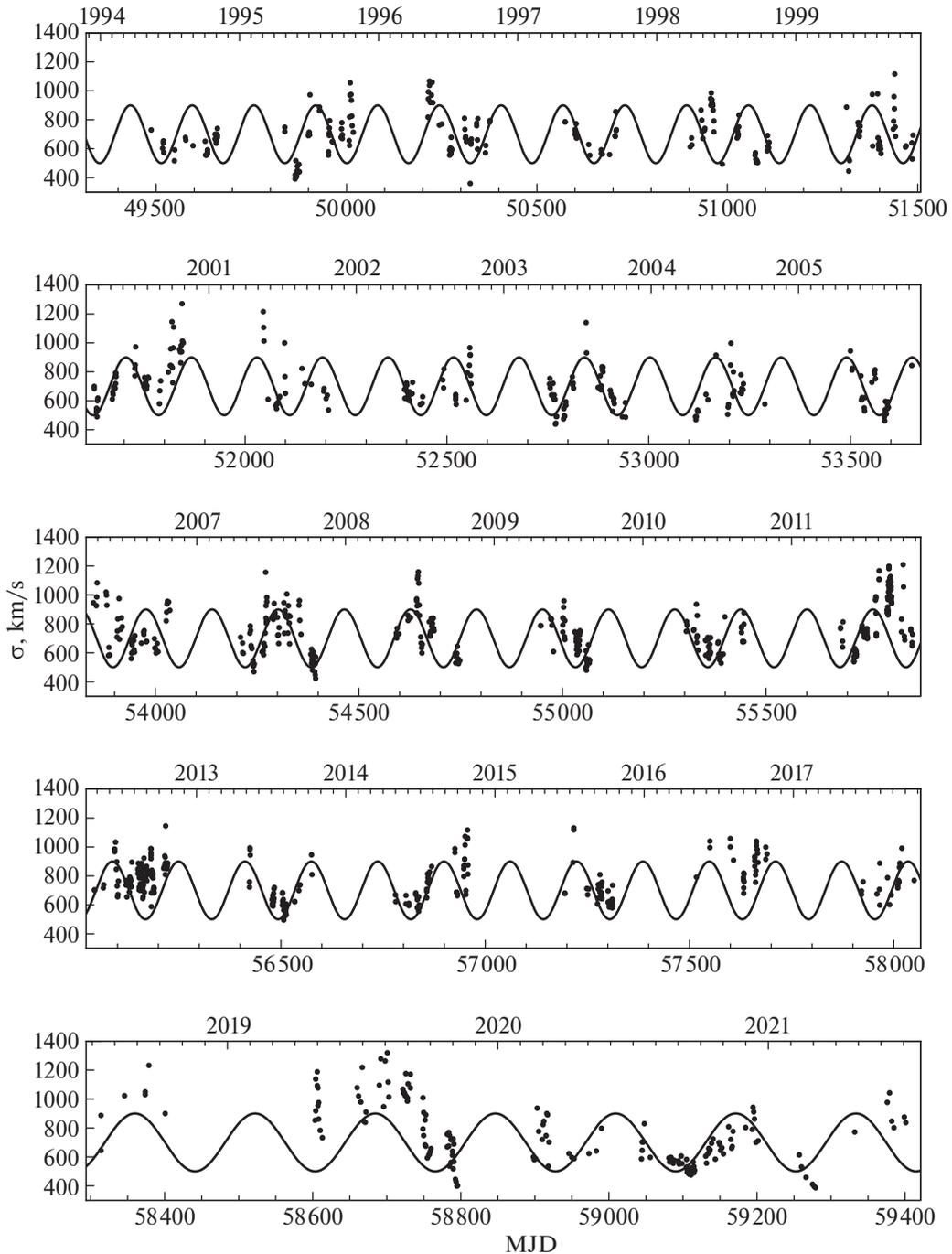


Рис. 10. Изменение ширины σ стационарной линии $H\alpha$ с прецессионным периодом. Сплошная кривая — опорная синусоида с прецессионным периодом, фазированная таким образом, что минимальная ширина линии соответствует моменту T_3 .

ременности, однако можно допустить наличие сдвигов величиной 10–20 дней, которые наблюдаются в кривой лучевых скоростей подвижных линий.

На рис. 9 приведена свертка всех фотометрических наблюдений вне затмений с прецессион-

ным периодом. Фазовая прецессионная кривая не показывает вторичного максимума, когда аккреционный диск виден с другой стороны. В то же время прецессионная кривая в жестких рентгеновских лучах показывает четкий вторичный максимум [2]. Это свидетельствует о наличии фо-

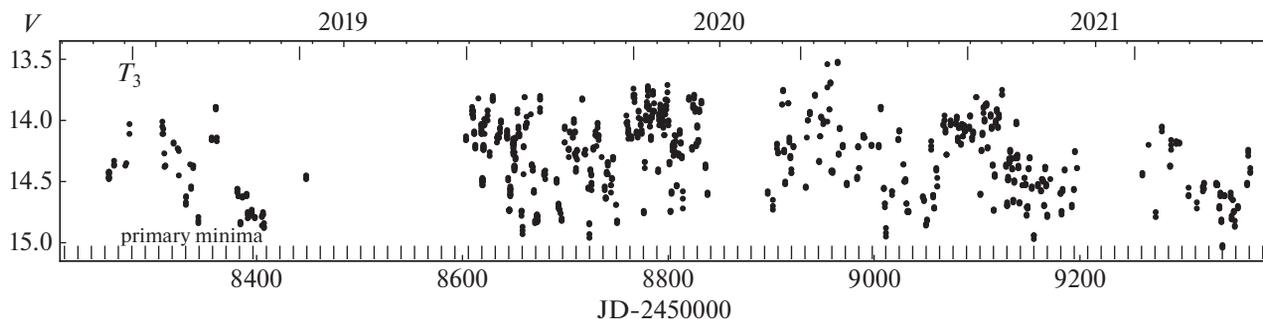


Рис. 11. Результаты фотометрического мониторинга в КГО в фильтре V . Черточками (в верхней части рисунка) помечены моменты T_3 и главного минимума (на нижней части рисунка).

тосферы у диска в оптике, геометрическая толщина которой значительно больше, чем в рентгене, где наблюдается горячая корона у диска.

8. ВЕКОВОЕ УВЕЛИЧЕНИЕ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА

В нашей работе [26] мы нашли вековое увеличение орбитального периода, используя фотометрические данные в фильтре V в фазах максимального раскрытия аккреционного диска и опорную орбитальную кривую на основе архивных данных до 2012 г. В настоящей работе мы провели аналогичные вычисления в полосах B и V , но в отличие от предыдущей работы для построения опорной кривой мы использовали все данные, исправив их за ожидаемое увеличение периода. Полученные результаты согласуются друг с другом и с нашим предыдущим результатом: $\dot{P}_{\text{orb}}^B = (1.4 \pm 0.8) \times 10^{-7}$, $\dot{P}_{\text{orb}}^V = (1.3 \pm 0.4) \times 10^{-7}$ с/с. Количество архивных наблюдений в фильтре B меньше, чем в фильтре V , что обуславливает меньшую точность результата. Провести аналогичные измерения в полосах R и I не удастся из-за малого количества архивных данных в этих цветах.

Таблица 4. Средние глубины главного (Δ_1) и вторичного (Δ_2) минимумов орбитальных кривых в звездных величинах

Фильтр	Δ_1	Δ_2	m_0
U	0.907 ± 0.013	0.456 ± 0.013	16.910 ± 0.007
B	0.706 ± 0.008	0.341 ± 0.008	16.061 ± 0.005
V	0.644 ± 0.005	0.244 ± 0.005	13.960 ± 0.003
R	0.440 ± 0.004	0.222 ± 0.005	12.277 ± 0.003
I	0.407 ± 0.008	0.191 ± 0.009	10.873 ± 0.005

Примечание. m_0 — средний уровень блеска вне затмений.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нестационарный характер аккреционных процессов в SS 433 требует накопления большого количества наблюдательных данных для выделения систематических эффектов, раскрывающих природу и эволюционное состояние системы. Организованный нами плотный спектральный и фотометрический мониторинг позволил нам разрешить некоторые проблемы:

1. Природа релятивистского объекта. Открыв удлинение орбитального периода SS 433, мы доказали, что это не нейтронная звезда (в этом случае период должен был бы укорачиваться), а черная дыра.

2. Почему система SS 433 разделенная? Потому что отношение масс M_X/M_V , найденное нами, велико, $q = M_X/M_V > 0.8$.

3. Общепризнанной причиной прецессии аккреционного диска считается рассогласование направлений момента вращения звезды-донора и орбитального момента (модель “плавающего” диска), которое было вызвано ассимметричностью взрыва сверхновой. Однако в такой картине естественно было бы ожидать наличие эксцентриситета орбиты. Ранее считалось, что в пределах ошибок наблюдений вторичный минимум орбитальных кривых блеска SS 433 расположен посередине между главными минимумами, что заставляло предполагать, что орбита SS 433 круговая. Но в этом случае, согласно теории приливной синхронизации в ТДС [28], ось вращения оптической звезды должна быть перпендикулярна плоскости орбиты системы, и аккреционный диск должен лежать в плоскости орбиты. Открытая эллиптичность орбиты SS 433 устраняет эту трудность и является сильной поддержкой модели “плавающего” диска.

В модели “плавающего” диска прецессия звезды-донора вызывает переменность направления джета, однако отслеживание джетом оси вращения звезды не является мгновенным, поскольку

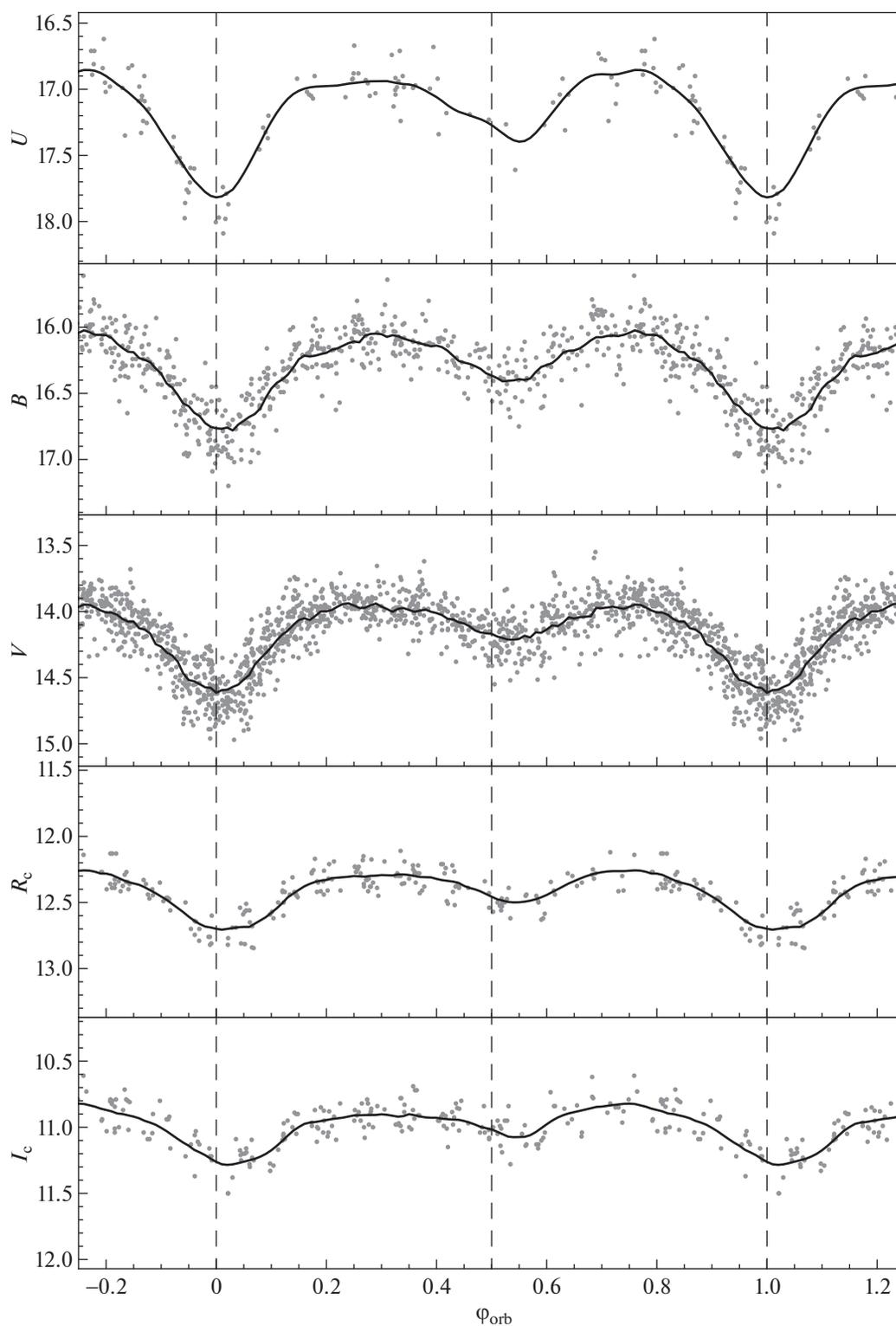


Рис. 12. Орбитальная фазовая кривая блеска в различных фильтрах по наблюдениям вблизи момента максимального раскрытия диска $T_3 \pm 0.2P_{\text{прес}}$. Видно смещение вторичного минимума относительно середины между двумя главными, свидетельствующее об эксцентricности орбиты у SS 433 с $e = 0.05 \pm 0.01$.

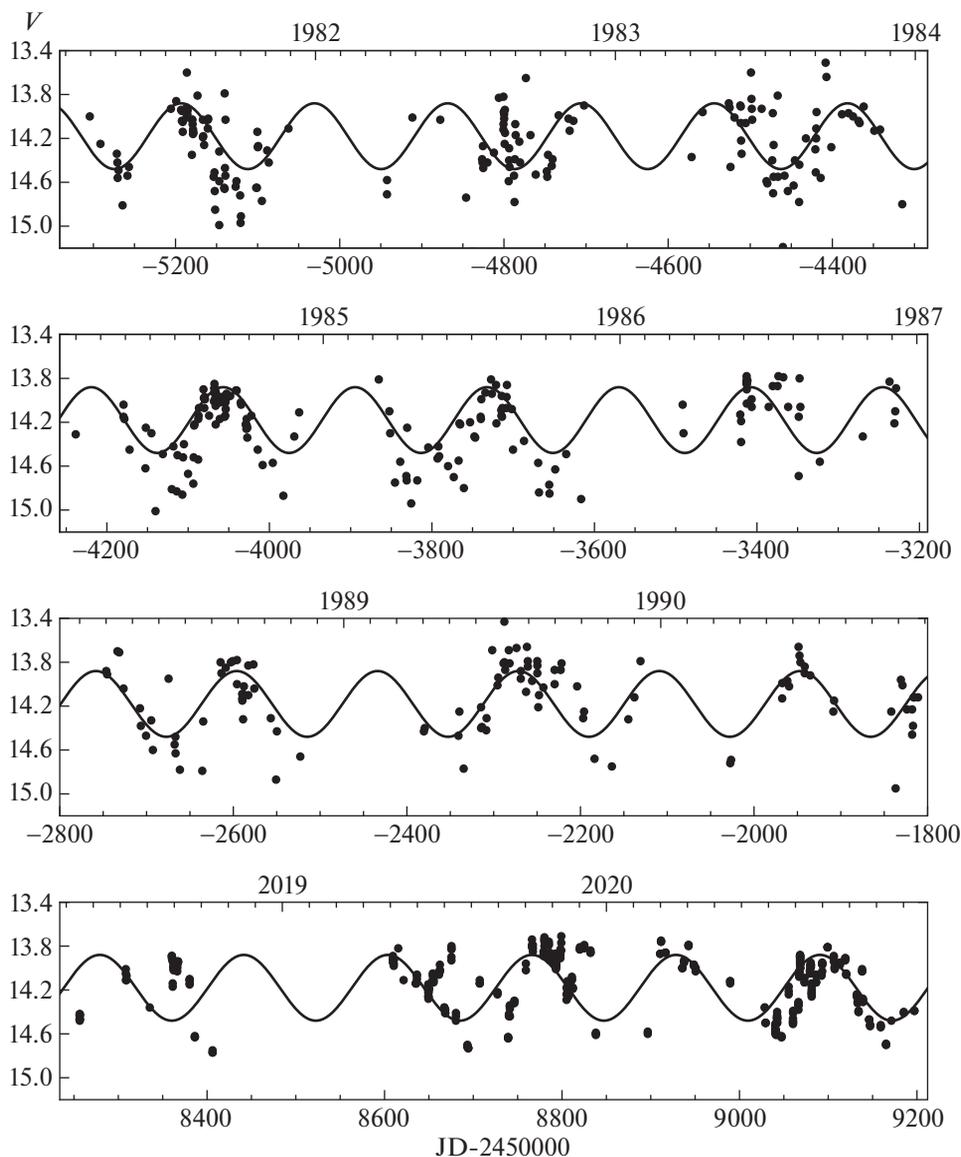


Рис. 13. Наиболее плотные участки кривой блеска вне главного и вторичного затмений. Период и фаза опорной синусоиды соответствуют спектральной переменности.

вещество с новым моментом вращения сначала должно добраться до внутренних частей диска, где формируется джет, что происходит за вязкое время. Вариации этого времени могут объяснить наблюдаемый шум в прецессионной фазе подвижных линий. Если такая интерпретация верна, то среднее вязкое время в диске не может быть меньше 11 дней.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа АМЧ и АВД (обработка и анализ фотометрических и спектральных данных с телескопов КГО) поддержана грантом РФФ 17-12-01241. Работа КАП (интерпретация результатов) поддержана Программой

Казанского федерального университета “Приоритет-2030”. Получение фотометрических данных на RC600 (ААБ) поддержано Научной школой МГУ им. М.В. Ломоносова “Физика звезд, релятивистских объектов и галактик”. Исследования на инструментах и телескопах КГО поддерживаются Программой развития МГУ им. М.В. Ломоносова. Наблюдения на телескопах САО РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Обновление приборной базы осуществляется в рамках национального проекта “Наука”.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят Г.В. Липуну за обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *A. M. Cherepashchuk*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **194**, 761 (1981).
2. *A. Cherepashchuk, K. Postnov, S. Molkov, E. Antokhina, and A. Belinski*, New Astron. Rev. **89**, id. 101542 (2020), arXiv:1905.02938 [astro-ph.HE].
3. *S. Fabrika*, Astrophys. Space Sci. Rev. **12**, 1 (2004), arXiv:astro-ph/0603390 [astro-ph].
4. *W. J. Roberts*, Astrophys. J. **187**, 575 (1974).
5. *A. M. Cherepashchuk*, Soviet Astron. Letters **7**, 401 (1981).
6. *V. V. Davydov, V. F. Esipov, and A. M. Cherepashchuk*, Astron. Rep. **52**, 487 (2008).
7. *A. M. Cherepashchuk, V. F. Esipov, A. V. Dodin, V. V. Davydov, and A. A. Belinskii*, Astron. Rep. **62**, 747 (2018).
8. *А. Г. Мачевич, А. В. Тутуков, Эволюция звезд: теория и наблюдения* (М.: Наука, 1988).
9. *E. P. J. van den Heuvel, S. F. Portegies Zwart, and S. E. de Mink*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **471**, 4256 (2017), arXiv:1701.02355 [astro-ph.SR].
10. *K. Pavlovskii and N. Ivanova*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **449**, 4415 (2015), arXiv:1410.5109 [astro-ph.SR].
11. *K. Pavlovskii, N. Ivanova, K. Belczynski, and K. X. Van*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **465**, 2092 (2017), arXiv:1606.04921 [astro-ph.HE].
12. *I. Linial and R. Sari*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **469**, 2441 (2017), arXiv:1705.01435 [astro-ph.HE].
13. *S. A. Potanin, A. A. Belinski, A. V. Dodin, S. G. Zheltoukhov, et al.*, Astron. Letters **46**, 836 (2020), arXiv:2011.03061 [astro-ph.IM].
14. *L. N. Berdnikov, A. A. Belinskii, N. I. Shatskii, M. A. Burlak, N. P. Ikonnikova, E. O. Mishin, D. V. Cheryasov, and S. V. Zhuiko*, Astron. Rep. **64**, 310 (2020).
15. *V. P. Goranskii, V. F. Esipov, and A. M. Cherepashchuk*, Astron. Rep. **42**, 209 (1998).
16. *B. Margon*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **22**, 507 (1984).
17. *G. O. Abell and B. Margon*, Nature **279**, 701 (1979).
18. *S. A. Trushkin, N. N. Bursov, and N. A. Nizhelskij*, Bull. SAO **56**, 57 (2003), arXiv:astro-ph/0403037 [astro-ph].
19. *S. A. Trushkin, N. A. Nizhelskij, and N. N. Bursov*, in *The Twelfth Marcel Grossmann Meeting: On Recent Developments in Theoretical and Experimental General Relativity, Astrophysics and Relativistic Field Theories*, edited by A. H. Chamseddine (World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2012), p. 996.
20. *R. C. Vermeulen, R. T. Schilizzi, R. E. Spencer, J. D. Romney, and I. Fejes*, Astron. and Astrophys. **270**, 177 (1993).
21. *R. C. Vermeulen, W. B. McAdam, S. A. Trushkin, S. R. Fiacconi, R. L. Fiedler, R. M. Hjellming, K. J. Johnston, and J. Corbin*, Astron. and Astrophys. **270**, 189 (1993).
22. *K. M. Blundell, L. Schmidtbreick, and S. Trushkin*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **417**, 2401 (2011), arXiv:1104.2917 [astro-ph.GA].
23. *N. I. Shakura and R. A. Sunyaev*, Astron. and Astrophys. **500**, 33 (1973).
24. *R. L. Fiedler, K. J. Johnston, J. H. Spencer, E. B. Waltman, et al.*, Astronomicheskii Zhurnal **94**, 1244 (1987).
25. *K. M. Blundell, M. G. Bowler, and L. Schmidtbreick*, Astron. and Astrophys. **474**, 903 (2007), arXiv:0708.2930 [astro-ph].
26. *A. M. Cherepashchuk, A. A. Belinski, A. V. Dodin, and K. A. Postnov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **507**, L19 (2021), arXiv:2107.09005 [astro-ph.SR].
27. *I. Waisberg, J. Dexter, P.-O. Petrucci, G. Dubus, and K. Perraut*, Astron. and Astrophys. **623**, id. A47 (2019), arXiv:1811.12558 [astro-ph.SR].
28. *J. P. Zahn*, Astron. and Astrophys. **500**, 121 (1977).

БЫСТРОЕ АПСИДАЛЬНОЕ ВРАЩЕНИЕ И ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ V1103 Cas

© 2022 г. И. М. Волков^{1, 2, *}, А. С. Кравцова^{1, 2, **}

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

²Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: hwp@yandex.ru

**E-mail: kravts@yandex.ru

Поступила в редакцию 06.12.2021 г.

После доработки 29.01.2022 г.

Принята к публикации 21.02.2022 г.

Впервые получены высокоточные $UBVRI(RI)c$ кривые блеска малоисследованной затменной системы V1103 Cas = GSC 3682 736 ($P = 6.18^d$, $V = 11.16^m$, $e = 0.27$, В3 V). Построена геометрическая орбита системы, найдены физические параметры звезд-компонентов: $T_1 = 16110 \pm 400$ К, $M_1 = 5.9 \pm 0.3 M_\odot$, $R_1 = 4.41 \pm 0.08 R_\odot$, $T_2 = 16010 \pm 400$ К, $M_2 = 5.4 \pm 0.3 M_\odot$, $R_2 = 3.77 \pm 0.08 R_\odot$. Возраст компонентов составляет 59 млн. лет. Фотометрический параллакс $\pi = 0.00052'' \pm 0.00002''$ близок к значению GAIA DR1 $\pi = 0.0006'' \pm 0.0003''$. В системе обнаружено быстрое апсидальное вращение $\dot{\omega}_{\text{obs}} = 0.42^\circ/\text{год}$, значительно превышающее теоретическое значение $\dot{\omega}_{\text{theor}} = 0.31^\circ/\text{год}$. В каталоге WDS звезда ошибочно обозначена как тесная оптическая пара.

Ключевые слова: двойные затменные звезды, апсидальное вращение, межзвездное поглощение

DOI: 10.31857/S000462992206007X

1. ВВЕДЕНИЕ

Звезда была открыта как затменная переменная в работе Отеро и др. [1] на основании фотометрического обзора ROTSE [2]. Фазовая кривая блеска представлена на рис. 1, где точки ROTSE показаны большими кружками. Звезда была включена в каталоги затменных звезд с эксцентрическими орбитами: в [3] она ошибочно обозначена как GSC 3682 837, и в [4] внесена с верным обозначением GSC 3682 736. В обоих каталогах содержатся только исходные данные из [1]. Наша наблюдательная программа [5] направлена в первую очередь на изучение затменных звезд с эллиптическими орбитами, поэтому V1103 Cas была включена в список для наблюдений. Звезда также включена в каталог [6] как тесная визуальная двойная, содержащая компоненты одинаковой яркости. Мы утверждаем, что это ошибка, так как наблюдаемая кривая блеска не допускает присутствия в системе столь значительной, до 50%, как это следует из [6], доли третьего света. В эфемериде, приводимой в [1], в качестве главного обозначен немного более мелкий минимум. Так как наше исследование показало, что в этом минимуме затмевается более яркий и массивный компонент, мы оставили принятое изначально

обозначение минимумов без изменений. В дальнейшем, при пользовании найденной нами эфемеридой, необходимо иметь в виду, что глубина минимума, указанного в нашей статье как главный, на $V = 0.02^m$ меньше глубины вторичного. Такая же разность глубин минимумов наблюдается и в других фотометрических полосах, что объясняется близостью друг другу показателей цвета обоих компонентов (см. рис. 2).

2. НАБЛЮДЕНИЯ, РЕДУКЦИЯ ДАННЫХ И МЕЖЗВЕЗДНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ

Мы провели наблюдения в течение 23 ночей в 2007–2021 гг. Журнал наблюдений приведен в табл. 1, всего получено 6361 измерений в семи фотометрических полосах $UBV'RI(RI)c$ системы Джонсона–Казинса. Наиболее полно кривая блеска охвачена в полосах U , B , V , а в полосах R , I , Rc , Ic главный минимум покрыт наблюдениями не полностью. На достоверность результатов это практически не влияет, поскольку наибольший вес в решении имеют наиболее точные и многочисленные наблюдения в полосе V . Наблюдения

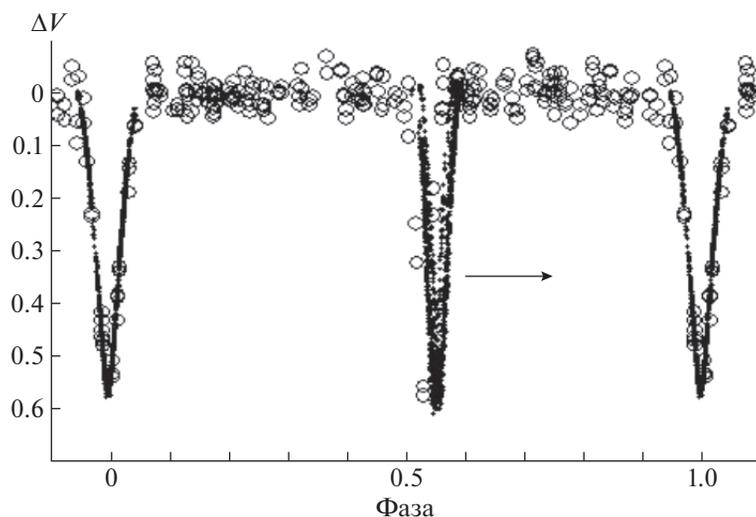


Рис. 1. Фазовая кривая V1103 Cas, построенная с начальной эпохой и периодом для главного минимума (1), найденными в данной работе. Обозначены разными символами наблюдения ROTSE (большие кружки) и наши наблюдения в полосе V (черные точки). Блеск звезды на плато принят равным нулю. Смещение вторичного минимума в направлении стрелки наглядно демонстрирует увеличение с течением времени долготы периастра вследствие поворота апсидального эллипса.

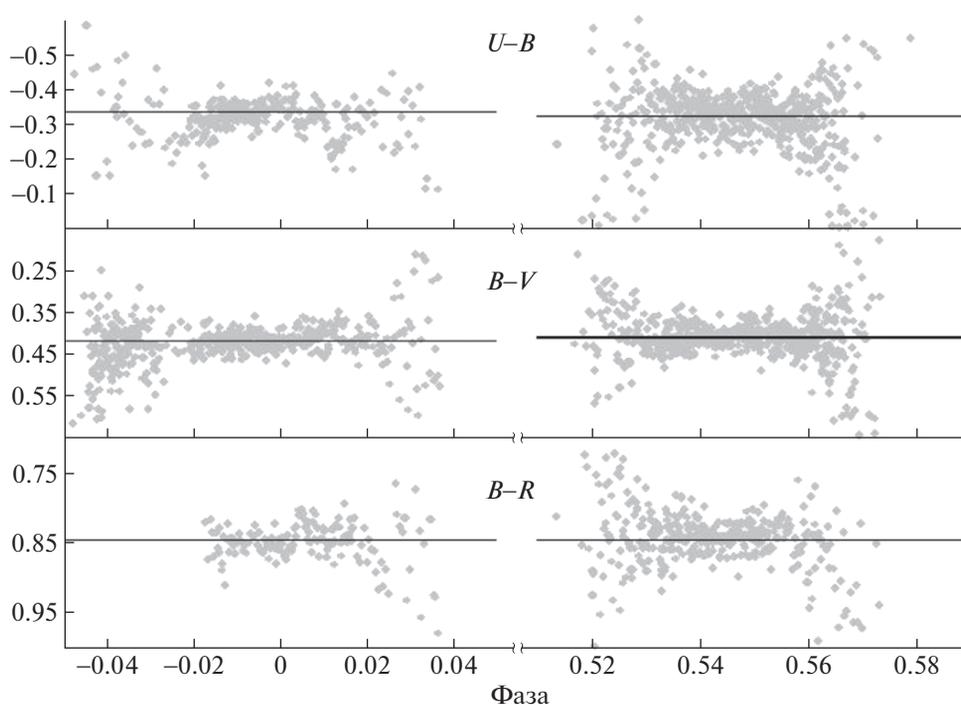


Рис. 2. Графики цветов потери света в минимумах, указывающие на близость температур компонентов. Наиболее показательным для звезд раннего спектрального класса является график $U - B$, из которого следует, что главный компонент может иметь температуру примерно на 240 K выше вторичного. Остальные графики указывают на равенство температур.

ния в остальных полосах служат для дополнительного контроля правильности решения и для точного определения температур компонентов.

Мы использовали такую же методику наблюдений и редукации данных, что и в предыдущих наших работах [7–12]. В качестве основной звез-

Таблица 1. Журнал наблюдений

Год	JD 245 0000 +	<i>N</i>	Фильтр	Телескоп и приемная аппаратура
2007	4370	88	<i>UBVRI</i>	Цейсс-600, Южная станция ГАИШ, Ар-47р
2008	4472, 4474	293	<i>UBV</i>	Цейсс-600, Звенигородская обсерватория ИНАСАН, ФЭУ ЕМІ9789
2008	4745	11	<i>UBVR</i>	Цейсс-600, Словакия, ФЭУ Hamamatsu R2949S
2010	5470, 5476	485	<i>UBVRI</i>	Цейсс-600, Симеиз, ИНАСАН, VersArray 512UV
2011	5831	386	<i>UBVRI</i>	Цейсс-600, Симеиз, ИНАСАН, VersArray 1340×1300
2011	5853	405	<i>UBVRI</i>	Цейсс-600, Словакия, VersArray 512UV
2011	5853	179	<i>V RcIc</i>	15 см Максутов, Словакия, ST-10XME
2013	6588, 6591	743	<i>V</i>	Цейсс-600, Симеиз, ИНАСАН, VersArray 512UV
2017	7756, 7777	1147	<i>UBV RcIc</i>	Цейсс-1000, Симеиз, ИНАСАН, FLI PL09000
2018	8123	119	<i>V</i>	Цейсс-1000, Симеиз, ИНАСАН, FLI PL09000
2018	8355	538	<i>UBVRI</i>	Цейсс-600, Симеиз, ИНАСАН, VersArray 512UV
2019	8701, 8710	674	<i>UBVRI</i>	Цейсс-600, Симеиз, ИНАСАН, VersArray 512UV
2019	8753	309	<i>UBV RcIc</i>	Цейсс-1000, Симеиз, ИНАСАН, FLI PL18603
2020	8868, 8936	549	<i>UBV RcIc</i>	Цейсс-1000, Симеиз, ИНАСАН, FLI PL18603
2020	9161	52	<i>UBVRI</i>	Цейсс-600, Симеиз, ИНАСАН, VersArray 512UV
2021	9288	153	<i>UBVRI</i>	Цейсс-600, Симеиз, ИНАСАН, VersArray 512UV
2021	9492	230	<i>V</i>	Celestron RASA 11", Звенигородская обсерватория ИНАСАН, ZWO ASI 6200 MM Pro

Примечание. *N* – количество измерений. В столбце “Фильтр” приведены фотометрические полосы наблюдений.

ды сравнения при наблюдениях с ПЗС была использована звезда GSC 3682 1688, которая по своей яркости и показателям цвета очень близка к переменной и находится от нее на угловом расстоянии $4'$. Положение этой звезды на двухцветной диаграмме, представленной на рис. 3, говорит о несколько большем межзвездном поглощении и одинаковом спектральном классе с компонентами исследуемой нами двойной звезды. Фотометрический параллакс, определяемый в предположении, что звезда имеет не только температуру, но и размеры, схожие с размерами компонентов V1103 Cas, указывает на совпадение с точностью 10% расстояний до V1103 Cas и GSC 3682 1688. Собственные движения обеих звезд измерены в обзоре GAIA и примерно одинаковы. Поэтому не исключено, что обе звезды связаны общностью происхождения и принадлежат к одному, пока еще не выявленному на небе, рассеянному скоплению. На существование такого слабо выраженного скопления косвенно указывает то, что в ближайшей окрестности V1103 Cas обнаруживается значительное число звезд, имеющих близкое к исследуемой звезде межзвездное поглощение (см. рис. 3–5). В непосредственной близости к исследуемой области расположены хорошо известные молодые рассеянные скопления NGC 457 и NGC 436. Построенная нами для всех звезд окрестности диаграмма V , $(B - V)$ здесь не при-

ведена, но она аналогична такой же диаграмме для скопления NGC 457 (см. [17, 18]).

При наблюдениях с фотоумножителями мы использовали в качестве стандарта звезду HD 8159, расположенную на удалении $16'$ от переменной. Звездные величины всех вторичных стандартов были измерены относительно HD 8272 AB, величины которой взяты из каталога ГАИШ [15]. Ультрафиолетовая величина W , приведенная в каталоге, была трансформирована в стандартную полосу U Джонсона.

Экспозиции зависели от величины сигнала в каждой из фотометрических полос и составляли от 120 с в U , где сигнал наименьший, до 3 с в R , где величина сигнала была максимальной. Если сильный сигнал не позволял делать продолжительную экспозицию, то записывалась цепочка кадров с суммарной экспозицией не менее 10 с для телескопов с апертурой 0.6 и 1.0 метра, и в несколько минут для инструментов с меньшей апертурой. В ходе обработки такая последовательность считалась одним измерением, она усреднялась, и вычислялась ошибка среднего.

Дополнительные данные о величинах и показателях цвета V1103 Cas были получены при наблюдениях с полуавтоматическим *UBVR* фотометром с фотоумножителем Hamamatsu R2949S, чувствительным к полосе R , в обсерватории в

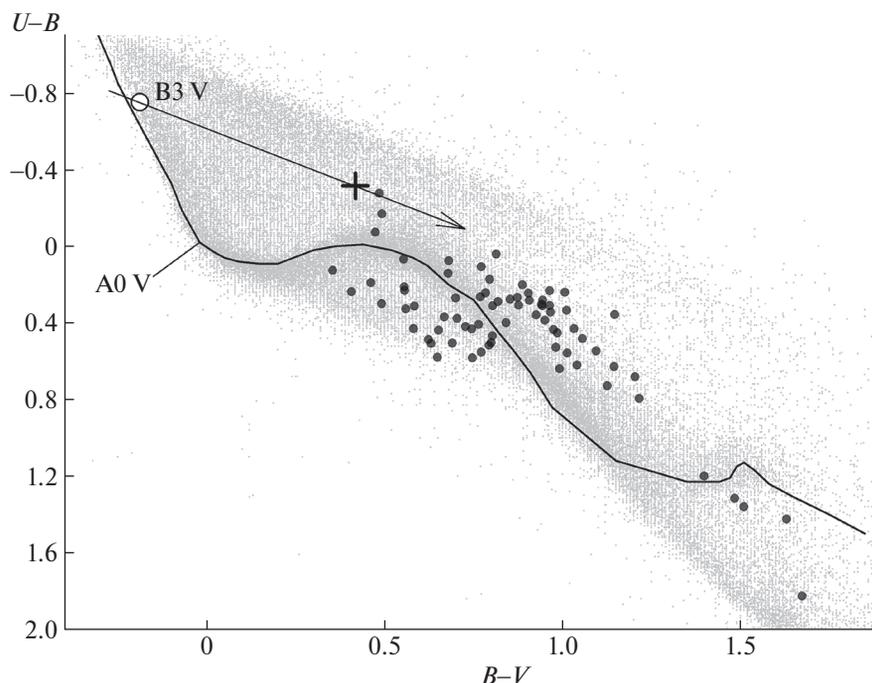


Рис. 3. Двухцветная диаграмма $U - B$, $B - V$. Крестиком показано положение V1103 Cas. Белый кружок отмечает положение звезды после исправления показателей цвета за межзвездное поглощение. Сплошная линия соответствует нормальным показателям цвета звезд пятого класса светимости согласно [13]. Стрелкой обозначено направление линии межзвездного покраснения. Облако точек – данные фотоэлектрического каталога [14]. Темные кружки – звезды из ближайшей окрестности переменной.

Старой Лесне (Словакия) на телескопе Цейсс-600 в октябре 2008 г.

Так как каталог [15] не содержит инфракрасных величин I и, к тому же, использовавшиеся фотометры с фотоумножителями не чувствительны в ближней инфракрасной области, мы провели дополнительные измерения в этой фотометрической полосе с помощью фотометра на базе ПЗС-матрицы VersArray 512UV и телескопа Цейсс-600 Симеизской обсерватории ИНАСАН. Привязка осуществлялась к экваториальному стандарту 95 52 = HD 24538 из списка [19]. Несмотря на значительную удаленность стандарта от исследуемой области, величины V и R совпали с измеренными ранее с помощью фотоумножителя в пределах 0.009^m , величина B отклонилась на 0.019^m , U на 0.062^m и при усреднении была отброшена.

Блеск переменной, измеренный в разные ночи и на разных инструментах, после исправления за инструментальные системы, попадает в интервал $\pm 0.029^m$. В таких пределах блеск звезд сравнения и блеск переменной на плато можно считать постоянным. Этот интервал несколько больше того, который можно было бы объяснить одними только ошибками наблюдений, скорее всего, либо

ПЗС-стандарт, либо сама звезда испытывают незначительную физическую переменность. Усредненные звездные величины переменной на плато, звезд сравнения и стандартов представлены в табл. 2.

Мы сравнили полученные нами величины ПЗС-стандарта GSC 3682 1688 с UBV измерениями [20]. Наша величина V слабее на 0.017^m , $B - V$ краснее на 0.015^m , а $U - B$ краснее на 0.044^m . Надо признать, что для измерений полученных с интервалом в 50 лет совпадение не такое уж и плохое.

Значительная доля наблюдений переменной была получена в полосах R_c , I_c системы Казинса. Отдельных привязок в этой системе сделать, по разным причинам, не удалось, и мы воспользовались тем, что полосы R_c , I_c Казинса расположены между полосами V , R , I Джонсона, величины в которых мы зафиксировали с высокой точностью. Поэтому по формулам перевода из одной стандартной системы в другую [21] мы определили показатели цвета переменной на плато $V - R_c = 0.290$, $R_c - I_c = 0.336$. Точность полученных показателей цвета мы оцениваем не хуже $\pm 0.02^m$.

С помощью ПЗС-матрицы VersArray 1300×1340 , особенно чувствительной к ультрафиоле-

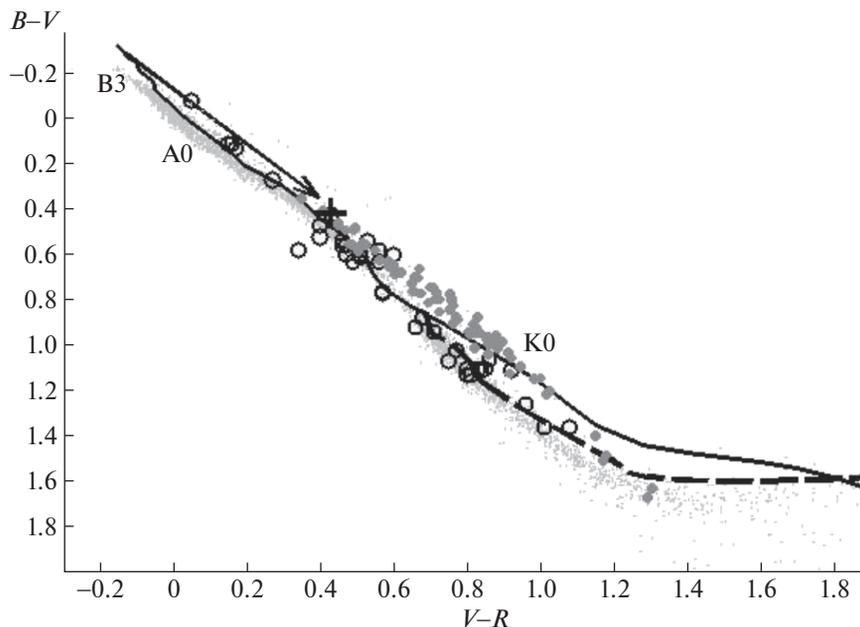


Рис. 4. Двухцветная диаграмма $B - V$, $V - R$. Крестиком показано положение V1103 Cas. Сплошная линия показывает положение нормальных показателей цвета звезд пятого класса светимости, штриховая линия – то же, но для звезд третьего класса светимости согласно [13]. Стрелкой обозначено направление линии межзвездного покраснения. Заполненные кружки – положение звезд из ближайшей окрестности переменной. Пустые кружки – данные для M67 согласно [16]. Облако точек – фотоэлектрический каталог ГАИШ [15].

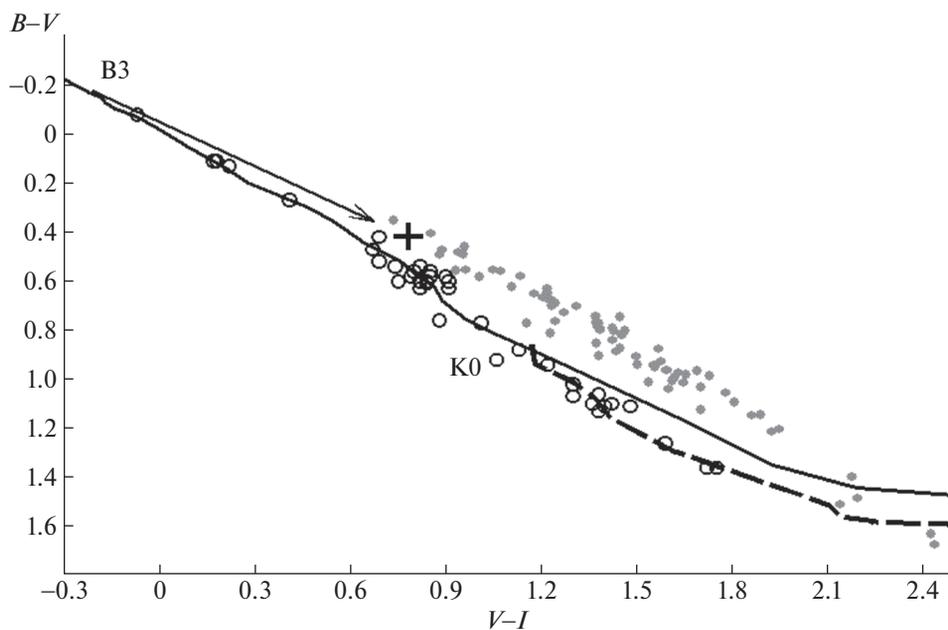


Рис. 5. Двухцветная диаграмма $B - V$, $V - I$. Все обозначения такие же, как на рис. 4, за исключением того, что данные каталога ГАИШ отсутствуют.

товому излучению, установленной на телескопе Цейсс-600 Симеизской обсерватории ИНАСАН, мы измерили величины $UBVRI$ звезд поля в области $10' \times 10'$ вокруг V1103 Cas, используя вели-

чины нашего вторичного стандарта GSC 3682 1688. Были выбраны все звезды, для которых отношение сигнала к шуму в полосе U обеспечивало бы точность не хуже $\pm 0.05^m$. Таких звезд оказа-

Таблица 2. Звездные величины V1103 Cas на плато, фотоэлектрических и ПЗС-стандартов в системе Джонсона

Звезда	V	$U - B$	$B - V$	$V - R$	$R - I$	Примечание
V1103 Cas	11.160	-0.315	0.418	0.428	0.354	Переменная, плато
	0.007	0.013	0.009	0.010	0.018	
HD 8159	7.790	0.136	0.415	0.407	-	ФЭУ стандарт
	0.006	0.039	0.007	0.008	-	
GSC 3682 1688	11.677	-0.276	0.485	0.496	0.446	ПЗС стандарт
	0.009	0.015	0.009	0.013	0.018	
HD 8272AB	6.368	-0.037	0.437	0.380	-	[15]
	0.006	0.009	0.006	0.006	-	
HD 24538	9.578	0.060	0.520	0.479	0.310	95 52, [19]
	0.009	0.015	0.007	0.016	0.015	

лось 73. Самая слабая из них имеет звездную величину $U = 17.68^m$. Это исследование было предпринято для подробного изучения межзвездного поглощения в направлении на V1103 Cas. Было обнаружено, что область подвержена значительному межзвездному поглощению, а некоторые звезды покраснены в большей степени, чем исследуемая звезда. Из графиков на рис. 3–5 видно, что положение V1103 Cas соответствует сильно покрасненной звезде спектрального класса V3. На всех двухцветных диаграммах (рис. 3–5) эта звезда показана крестиком. Межзвездное поглощение для V1103 Cas, используя данные Страйжиса [13], мы определили равным $E(B - V) = 0.606^m$. За ошибку этой величины мы склонны взять не ошибку определения показателей цвета в нашем исследовании, ведь как показано в табл. 2, она крайне незначительна, а неопределенность положения линии нормальных цветов, которую мы из графика на рис. 3 оцениваем равной $\pm 0.01^m$. Из рис. 4, 5 видно, что наши данные, а также данные [16] для скопления M67, хорошо удовлетворяют нормальным показателям цвета, а вот для наблюдений из каталога ГАИШ [15] нормальные показатели цвета на рис. 4 ложатся на линию, огибающую облако точек сверху. Этот факт объясняется не разностью фотометрических систем ГАИШ–Джонсон, а нормировкой каталога ГАИШ, которая подразумевает нулевые показатели цвета для звезд A0 V, в то время, как Страйжис [13] показал, что данным Джонсона для спектрального класса A0 V соответствуют показатели цвета $U - B = -0.02^m$, $B - V = -0.02^m$ и $V - R = +0.02^m$. В наших предыдущих работах [22, 23] уже упоминалось данное несоответствие. Для сравнения данных Страйжиса с реальными наблюдениями в системе Джонсона мы нанесли на рис. 3 показатели цвета всех звезд из фотоэлектрического каталога Мермильо [14]. На всех диа-

граммах, особенно на $(B - V)$, $(V - I)$, хорошо выделяются пять звезд – красных гигантов. V1103 Cas находится близко к Галактическому экватору, ее галактическая широта $b = -4^\circ$, это может объяснить значительное межзвездное поглощение.

Для независимой оценки полученной нами величины межзвездного поглощения мы воспользовались данными обзоров. Для пользования ими необходимо знать расстояние до системы. В данной работе мы нашли эту величину, $d = 1930$ пк, что дает из [24] значение $E(B - V) = 0.46^{+0.02}_{-0.03}$. Это меньше найденной нами из фотометрических наблюдений величины.

Другие обзоры дают $E(B - V) = 0.48^m \pm 0.014^m$ [25] и $E(B - V) = 0.55^m \pm 0.016^m$ [26], последнее уже довольно близко к найденному нами значению.

Таким образом, независимые оценки, хотя и несколько меньше найденного нами значения, но все же не слишком сильно ему противоречат и мы окончательно принимаем $E(B - V) = 0.61^m \pm 0.01^m$. Резюмируем, что для V1103 Cas не наблюдается избыточного поглощения, которое было обнаружено нами у молодых затменных звезд с эллиптическими орбитами: GG Ori [27], V944 Ser [28], V2544 Cyg [29] и V839 Ser [30]. Исправленные за межзвездное поглощение показатели цвета дают нам возможность с помощью таблиц в [31] определить температуру звезд-компонентов.

Все наши наблюдения можно найти в базе данных CDS¹ или по прямой ссылке². Образцы этих таблиц представлены в табл. 3 и 4. В первом столбце табл. 3 представлена Юлианская гелиоцентрическая дата наблюдения, отнесенная к середине экспозиции, во второй – звездная величина объекта, исправленная за атмосферную экстинкцию, редуцированная в стандартную систе-

¹ ftp://cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5)

² https://cdsarc.unistra.fr/viz-bin/cat/J/AZh

Таблица 3. Таблица индивидуальных наблюдений (обрезец)

$JD_{hel}+245\ 0000+$	Зв. величина
4370.57953	11.1609
4370.58408	11.1672
4370.58909	11.1590
4370.59328	11.1648
4370.59778	11.1570

му. Небольшие ночные поправки, полученные при окончательном решении кривых блеска, также учтены. Фотометрическая полоса наблюдений указана в названии файла.

В первом столбце табл. 4 указаны координаты звезды с точностью $0.2''$, затем идут звездные величины V и показатели цвета $U - B$, $B - V$, $V - R$, $R - I$ с соответствующими погрешностями (в скобках).

3. ТЕМПЕРАТУРА КОМПОНЕНТОВ И РЕШЕНИЕ КРИВЫХ БЛЕСКА

Межзвездное поглощение измерено нами однозначно и надежно, что гарантирует точность определения температуры компонентов. Сосредоточимся на измерении их относительной температуры. Для этого определим цвета потери света в минимумах. Так как измерения в разных фотометрических полосах не могли быть получены одновременно, то наблюдения в одном из двух использовавшихся при вычислении цветов потери света фильтров интерполировались скользящим средним на время измерения в другом. Показатели цвета $B - V$ оказались немного меньше у менее яркого вторичного компонента, что, как бы, говорит о его немного более высокой температуре. Для контроля мы построили показатели цвета $B - R$, которые оказались одинаковыми. Из этого, гораздо более контрастного показателя, следует одинаковая температура обоих компонентов. Самым наглядным для звезд ранних

спектральных классов является показатель цвета $U - B$, которым мы обычно не пользуемся вследствие больших ошибок его измерения, но в случае V1103 Cas удалось определить, что $U - B$ главного компонента на $0.004^m \pm 0.002^m$ меньше, чем у вторичного, что из калибровки [31] и $E(U - B)/E(B - V) = 0.714$ [13] соответствует более высокой (на 240 ± 160 K) температуре главного компонента. Ошибка здесь относится именно к разности температур компонентов. Сам показатель цвета $U - B$ определяется с меньшей точностью (см. табл. 2).

На более высокую температуру главного компонента указывает и его большая поверхностная яркость, которая получается из решений во всех фотометрических полосах. Также для выполнения условия равных расстояний до обоих компонентов температуру главного следует принять на 100 K выше температуры вторичного. Эта величина меньше той, которая следует из разностей показателей цвета компонентов $U - B$, $\Delta T = 240$ K. Мы принимаем значение, которое следует из условия равенства расстояний, ведь калибровки температур по показателям цвета для горячих звезд показывают значительное расхождение. Например, в работах [31, 32] предлагают для звезд V3 V температуры, отличающиеся на 2000 K. Когда речь идет о разности температур, расхождение, конечно же, будет меньше, но тем не менее, погрешность в измерении в 100 K для столь горячих звезд не существенна.

Наши наблюдения, а также наблюдения ROTSE [2], представленные в виде фазового графика на рис. 1, показывают, что система не меняет свой блеск между минимумами, эффекты близости незначительны. Поэтому анализ кривых блеска проводился для модели двух сферических звезд с линейным законом потемнения к краю, обращающихся на эллиптической орбите. Кривые блеска моделировались с использованием простого алгоритма, описанного в работе [33]. Линейные коэффициенты потемнения к краю из наших кривых блеска определяются с неплохой точностью, примерно в 13%. В этих же пределах

Таблица 4. Величины звезд в окрестности V1103 Cas

RA 2000 h m s	Dec 2000 ° ' "	V mag	$U - B$ mag	$B - V$ mag	$V - R$ mag	$R - I$ mag
01 21 18.65	58 27 50.8	14.810(4)	0.173(11)	0.796(9)	0.760(13)	0.627(19)
01 21 21.35	58 30 27.1	14.664(4)	0.237(12)	0.407(7)	0.411(12)	0.443(19)
01 21 22.30	58 26 01.7	13.838(4)	0.075(09)	0.681(8)	0.656(12)	0.578(18)
01 21 23.27	58 27 05.8	13.352(4)	0.299(11)	0.492(8)	0.492(12)	0.463(18)
01 21 26.51	58 28 14.1	14.452(5)	0.243(13)	0.784(9)	0.749(13)	0.629(18)

Примечание. Цифры в скобках соответствуют погрешностям последних 1–2 знаков величины.

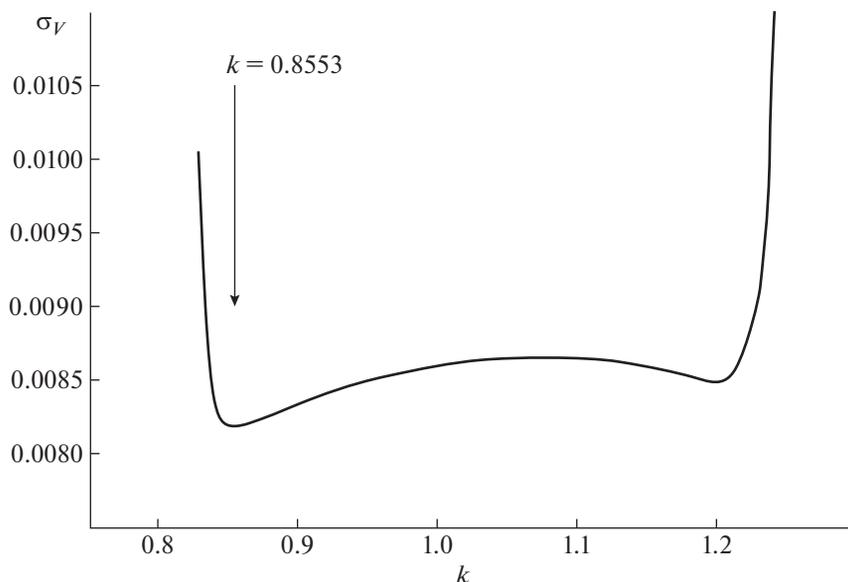


Рис. 6. Зависимость ошибки решения от отношения радиусов компонентов $k = r_2/r_1$. Стрелкой показана принятая величина.

они совпадают с теоретическими значениями. При поиске окончательного решения на последних шагах итераций, после уточнения косвенным методом [34, 35] температур компонентов и ускорений свободного падения на их поверхности, мы фиксировали интерполяцией таблиц из работы [36] значения линейных коэффициентов потемнения к краю. Для достижения близкого к окончательному результата хватило трех итераций, четвертая уже не привела к уменьшению разностей $O - C$ между вычисляемой и наблюдаемой кривыми блеска. Мы говорим “близкого к окончательному”, а не окончательному решению потому, что дно минимума невязок обычно имеет близкую к плоской форму, ведь многие параметры, определяющие кривую блеска, взаимосвязаны. Мы провели специальное исследование зависимости невязок от отношения радиусов компонентов. Результат представлен на рис. 6. Видно, что хотя ошибки на дне меняются незначительно, все же имеются два выраженных минимума, первый из которых соответствует большему радиусу главного компонента, а второй относится к модели с обратными размерами, когда вторичный компонент больше. Мы выбираем более глубокий минимум, на рис. 6 он обозначен стрелкой. Такая модель соответствует условию одинакового расстояния до обоих компонентов для тех допустимых диапазонов температур компонентов, которые мы определили непосредственно из наблюдений. График, иллюстрирующий данный метод, можно найти в нашей работе [37], рис. 7, здесь мы аналогичный график, полученный из

проведенного для данной звезды исследования, не приводим.

С полученными геометрическими параметрами системы мы вошли в нашу программу определения абсолютных параметров и исправили значения температур для того, чтобы, как уже говорилось, выровнять расстояния до компонентов. Результаты решений кривых блеска приведены в табл. 5 и представлены на рис. 7, 8.

4. ПРОБЛЕМА ТРЕТЬЕГО СВЕТА

Случайные ошибки решения удается еще немного уменьшить добавлением небольшой доли третьего света. Большого влияния на получаемые в ходе решения параметры системы наличие третьего света не оказывает, но формально теоретическая кривая блеска показывает лучшее совпадение с наблюдениями (см. табл. 5). Также при включении в процесс поиска решения коэффициентов потемнения к краю небольшие добавки третьего света приводят к тому, что программа решения начинает находить значения коэффициентов, очень близкие к теоретически ожидаемым. То есть в данном конкретном случае коэффициенты потемнения реально определяются из наблюдений в полосе V с точностью 13%.

Небольшие добавки третьего света немного уменьшают ошибки и в других фотометрических полосах, за исключением полосы U (см. табл. 6). В этой же таблице представлены невязки решений $O - C$ во всех полосах и количество использованных при решениях точек. Видно, что во всех

Таблица 5. Фотометрические элементы V1103 Cas в полосе V

Параметр	Вариант 1	Вариант 2	Вариант 3	Вариант 4
r_1	0.1388(2)	0.1383(5)	0.1389(2)	0.1386(5)
r_2	0.1187(3)	0.1187(6)	0.1188(3)	0.1192(6)
$i, ^\circ$	88.207(1)	88.264(1)	88.287(1)	88.278(1)
e	0.2723(8)	0.2694(22)	0.2728(8)	0.2712(22)
$\omega, ^\circ$	284.456(1)	284.629(2)	284.423(1)	284.518(2)
L_1	0.5822(12)	0.5822(21)	0.5767(10)	0.5757(21)
L_3	0.0	0.000(2)	0.0065(6)	0.0065
u_1	0.294	0.19(5)	0.294	0.26(5)
u_2	0.294	0.32(5)	0.294	0.33(5)
$r_1 + r_2$	0.2575(4)	0.2570(8)	0.2578(3)	0.2578(8)
$\sigma_{O-C}, ^m$	0.008207	0.008198	0.008201	0.008200

Примечание. Вариант 1 – расчет параметров с фиксированными коэффициентами потемнения, поиск при $L_3 = 0$. Вариант 2 – общий поиск, включая коэффициенты потемнения. Вариант 3 – расчет параметров с фиксированными коэффициентами потемнения, поиск L_3 . Вариант 4 – общий поиск, при фиксированном значении третьего света $L_3 = 0.0065$. В скобках приведены погрешностям последних 1–2 знаков величины.

Таблица 6. Относительные светимости L компонентов во всех фотометрических полосах

L	Главный компонент	Вторичный компонент	Третий свет	$O - C$, зв. вел.	N
L_U	0.5763(20)	0.4237(20)	0.0000	0.02304	886
L_B	0.5736(14)	0.4191(14)	0.0073	0.01107	1109
L_V	0.5767(10)	0.4168(10)	0.0065	0.00820	2247
L_{Rc}	0.5750(15)	0.4191(15)	0.0059 _{ee}	0.00946	555
L_R	0.5768(16)	0.4161(16)	0.0071	0.00924	553
L_{Jc}	0.5814(17)	0.4134(17)	0.0052	0.00995	547
L_I	0.5814(21)	0.4116(21)	0.0070	0.01485	563

Примечание. N – количество измерений.

полосах доля третьего света примерно одинакова, что указывает на равенство цветовых температур третьего света и исследуемой звезды. Возможно, ответственность за это несет далекая голубая звезда фона, попадающая при обработке в одну апертуру с переменной. Для этой, богатой голубыми звездами области, это не такое уж невероятное совпадение. Ошибки определения относительных светимостей, впрочем, достаточно велики и говорить о показателях цвета возможного третьего света, как и вообще о его наличии, рано, нужны дальнейшие наблюдения.

Присутствие в решении третьего света не обязательно имеет под собой реальную причину в виде физического или оптического спутника. Иногда небольшим третьим светом компенсируются неточности в определении ночных поправок к блеску системы. В данном случае мы пока не знаем действительной причины появления третьего

света. В ходе дальнейших наблюдений может быть обнаружена небольшая нелинейность в ходе моментов минимумов, что прямо укажет на дополнительный компонент в системе, как это заподозрено и, возможно, подтверждается в системе V680 Mon [23]. В системах V577 Oph [38, 39], V974 Cyg [40], RW CrA [35] обнаруженный нами третий свет дал стимул к регулярным наблюдениям моментов минимумов, что позволило обнаружить невидимые спутники и исследовать их орбиты. В двух других затменных системах, где нами был обнаружен третий свет, и наблюдения которых мы поэтому регулярно проводим – V961 Ser [7, 41], BD–20 4369 [42] – нами также обнаружены третьи компоненты, идет накопление наблюдательного материала и в скором времени мы планируем опубликовать орбиты невидимых тел. Таким образом, предложенные нами фотометрические признаки наличия в затменных системах невидимых компонентов [43] реально работают.

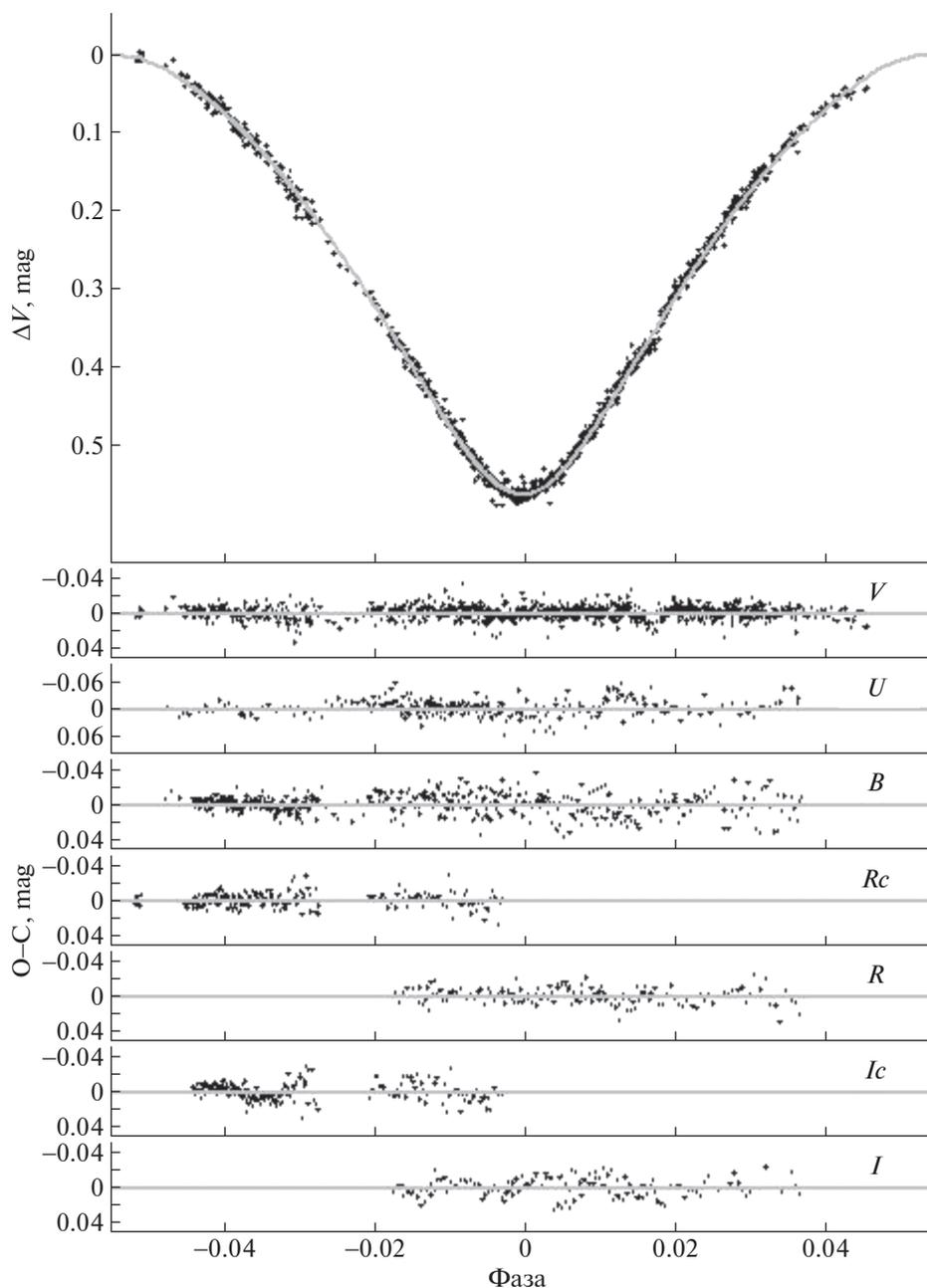


Рис. 7. Наблюдения в главном минимуме в полосе *V* (верхняя панель). На нижних панелях представлены отклонения *O – C* наблюдаемых точек от модельных кривых для всех фотометрических полос.

Но эти признаки являются только необходимыми. Без подтвержденного светового уравнения в остатках *O – C* в моментах минимумов говорить о наличии в системе третьего тела нельзя. К примеру, в таких системах как BW Aqr [44], DI Her [45], и особенно EQ Boo [8, 46], нами были получены обширные наблюдательные ряды, которые не подтвердили присутствия невидимых компонентов, заподозренных на основании третьего света и противоречий в физических моделях звезд.

5. АБСОЛЮТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СИСТЕМЫ, СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ С ТЕОРИЕЙ

Мы уже говорили, что в ходе поиска решения при каждой итерации вычислялись абсолютные параметры системы. Значения геометрических параметров, которые были получены на последнем шаге итераций, приведены в четвертом столбце табл. 5. Эти значения были использованы

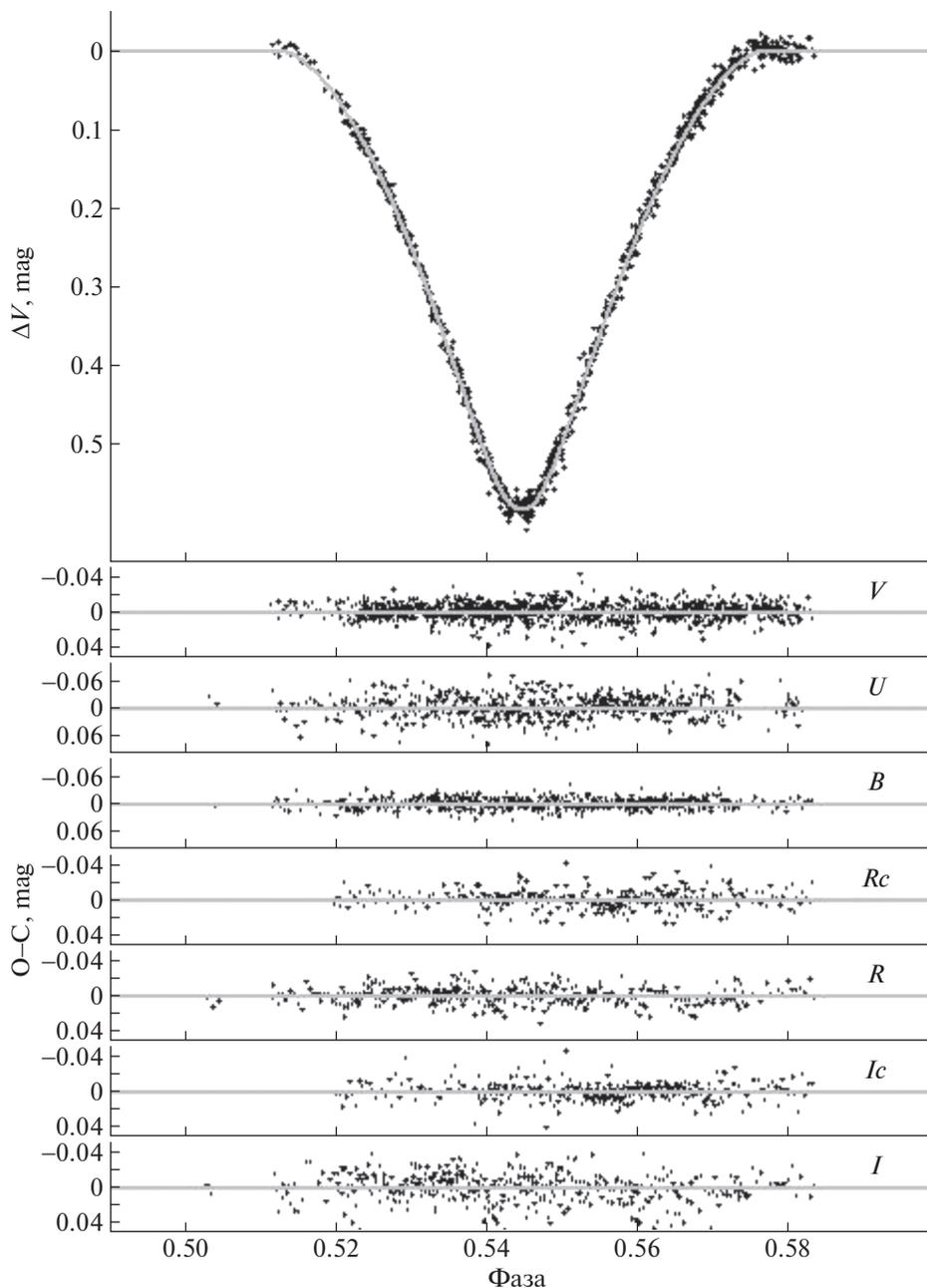


Рис. 8. То же, что и на рис. 7, для вторичного минимума. Масштаб обоих рисунков одинаков, что наглядно демонстрирует сильно отличающиеся продолжительности обоих минимумов.

для вычисления масс и размеров звезд, которые мы приводим в табл. 7.

Ошибки определения масс, полученных косвенным способом [34, 35], мы оценили, проведя аналогичные вычисления для затменных звезд из каталога [47], в которых массы определены с высокой точностью из наблюдений лучевых скоростей. Для масс, соответствующих компонентам V1103 Cas, неопределенность равна $\pm 0.2 M_{\odot}$. Из ошибок относительных размеров и температур

компонентов (см. табл. 7) ошибка получается $\pm 0.3 M_{\odot}$, ее мы и принимаем. Такого порядка ошибку можно ожидать для солнечного химического состава. При недостатке или избытке тяжелых элементов в ядре звезды ее реальная масса может значительно отличаться от вычисленных значений.

Приводимые в табл. 7 массы компонентов хорошо соответствуют эволюционным моделям [48]. На рис. 9 (зависимость $\lg g - \lg T$) и рис. 10

Таблица 7. Абсолютные параметры V1103 Cas

Параметр	Главный компонент	Вторичный компонент
V , зв. вел.	9.855 ± 0.008	10.207 ± 0.008
$U - B$, зв. вел.	-0.320 ± 0.016	-0.327 ± 0.016
$B - V$, зв. вел.	0.424 ± 0.012	0.412 ± 0.012
$V - R$, зв. вел.	0.428 ± 0.015	0.426 ± 0.015
$R - I$, зв. вел.	0.363 ± 0.020	0.342 ± 0.020
Масса, M_{\odot}	5.9 ± 0.3	5.4 ± 0.3
Радиус, R_{\odot}	4.41 ± 0.08	3.77 ± 0.07
Светимость $\lg L, L_{\odot}$	3.07 ± 0.10	2.92 ± 0.10
Эффективная температура T_{eff} , К	$16\,110 \pm 400$	$16\,010 \pm 400$
Спектр. класс из UBV -фотометрии	B3 V	B3 V
Гравитационное ускорение $\lg g$, cm/c^2	3.918 ± 0.007	4.017 ± 0.007
Межзвездное поглощение $E(B - V)$	0.61 ± 0.01	0.61 ± 0.01
Болометрическая поправка В.С.	-1.409	-1.393
Абс. визуальные величины M_v	-1.58 ± 0.08	-1.225 ± 0.08
Большая полуось a, R_{\odot}		31.7 ± 0.3
Расстояние до системы d , пк		1930 ± 70
Фотометрический параллакс, π_{ph} , ''		0.00052 ± 0.00002
Возраст системы, млн. лет		59 ± 7

($\lg L - \lg T$, диаграмма Герцшпрунга–Рассела) нанесены некоторые эволюционные треки для звезд солнечной металличности из [48]. Как и в случае, например, с V798 Ser [9], лучшее согласие с теоретическими расчетами достигается в предположении солнечной металличности. На этих же графиках показана изохрона для возраста 59 млн. лет, которой лучшим образом соответствуют оба компонента системы. Близость температур звезд при относительно большой разнице в массах объясняется положением системы вблизи точки поворота на диаграммах. Вычисленные нами массы звезд немного меньше ожидаемых из теории для данных температур и размеров, но в пределах указанных ошибок им не противоречат, совпадение параметров хорошее.

6. ВРАЩЕНИЕ ЛИНИИ АПСИД

Для исследования апсидального вращения необходимо знать моменты минимумов, из которых можно с максимально возможной точностью определить периоды следования главных и вторичных минимумов. Эти данные необходимы и при поиске невидимых спутников [49]. Мы используем нашу программу решения кривых блеска. Варьируя только начальную эпоху, добиваемся наилучшего совпадения между теоретическими кривыми блеска, построенными с параметрами из табл. 5, и наблюдениями в конкретном минимуме. Если наблюдения проводились одновременно в нескольких фотометриче-

ских полосах, то вычисляется средневзвешенное значение. Также из наблюдений ROTSE были построены один средний главный и один средний вторичный минимумы. За эпоху этих минимумов были взяты Юлианские даты наблюдений ROTSE, выпадающие на минимумы, близкие к медианной дате наблюдений. Полученные моменты примерно совпали с теми, что приведены в [1], их точность гораздо ниже точности наших наблюдений, но некоторую пользу они принесли — главный и вторичный минимумы, эпохи которых сильно удалены от наших наблюдений, отклонились в разные стороны от линейной формулы (см. рис. 11). Этот факт можно прямо приписать низкой точности определения моментов из данных ROTSE. А вот в случае отклонения минимумов в одну сторону могли бы возникнуть подозрения о наличии светового уравнения в ходе остатков $O - C$. Все полученные нами моменты минимумов представлены в табл. 8, в скобках указаны ошибки их определения. На сегодняшний день других измерений моментов минимумов для V1103 Cas не существует. Линейная регрессия данных из табл. 8 с учетом индивидуальных весов приводит к следующим формулам:

$$\begin{aligned}
 \text{HJD Min I} &= 2454472.43925(20) + \\
 &+ 6.17762740(34)E, \\
 \text{HJD Min II} &= 2454475.80518(4) + \\
 &+ 6.17776123(8)E.
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

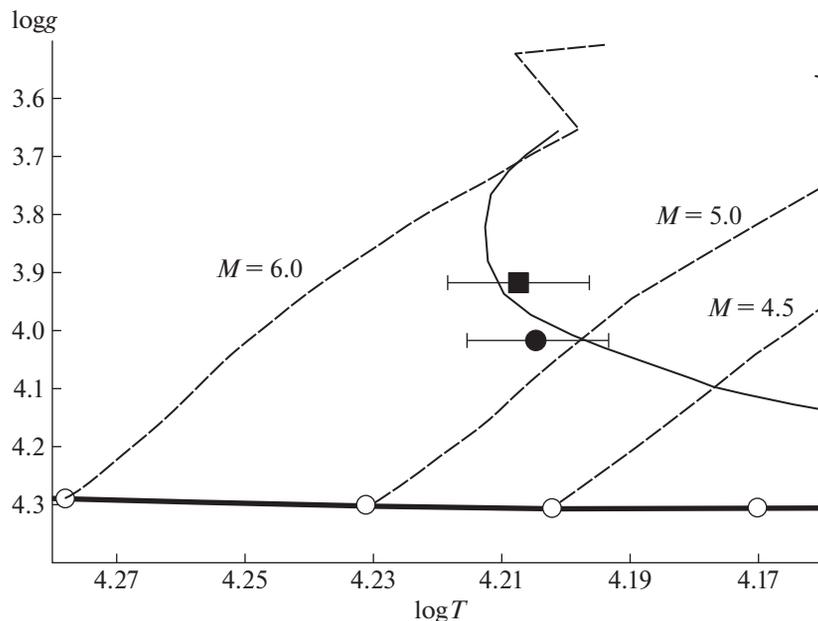


Рис. 9. Эволюционные треки, показывающие зависимость ускорения свободного падения от температуры звезды, построенные по данным [48] для избранных масс звезд. Сплошной жирной линией показано положение Начальной Главной Последовательности (ZAMS). Главный компонент обозначен заполненным квадратом, вторичный – кружком. Показаны ошибки определения параметров. Сплошная кривая линия – изохрона для возраста 59 млн. лет.

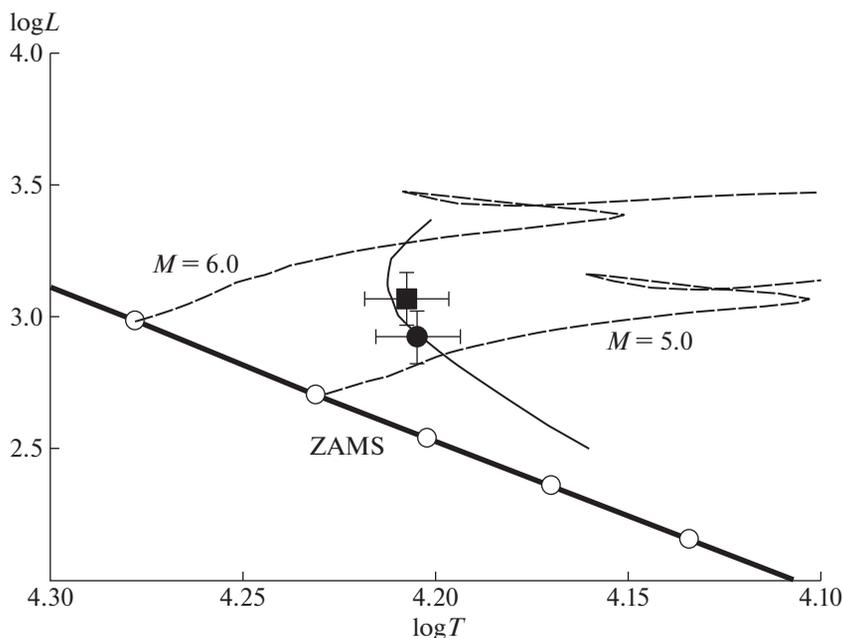


Рис. 10. Зависимость светимости звезд в солнечных единицах от температуры для избранных масс [48]. Обозначения те же, что и на рис. 9.

При наличии в системе апсидального вращения периоды следования главных и вторичных минимумов должны отличаться, период для вторичных минимумов при найденной конфигурации орбиты должен быть больше, что и наблюдается. Апсидальное вращение определяется с очень хоро-

шей точностью и равно $\dot{\omega}_{\text{obs}} = 0.423 \pm 0.003^\circ/\text{год}$ или наблюдаемый период вращения оси апсид составляет $U_{\text{obs}} = 851 \pm 7$ лет.

Оценим теперь теоретическое значение скорости вращения линии апсид. Для этого вос-

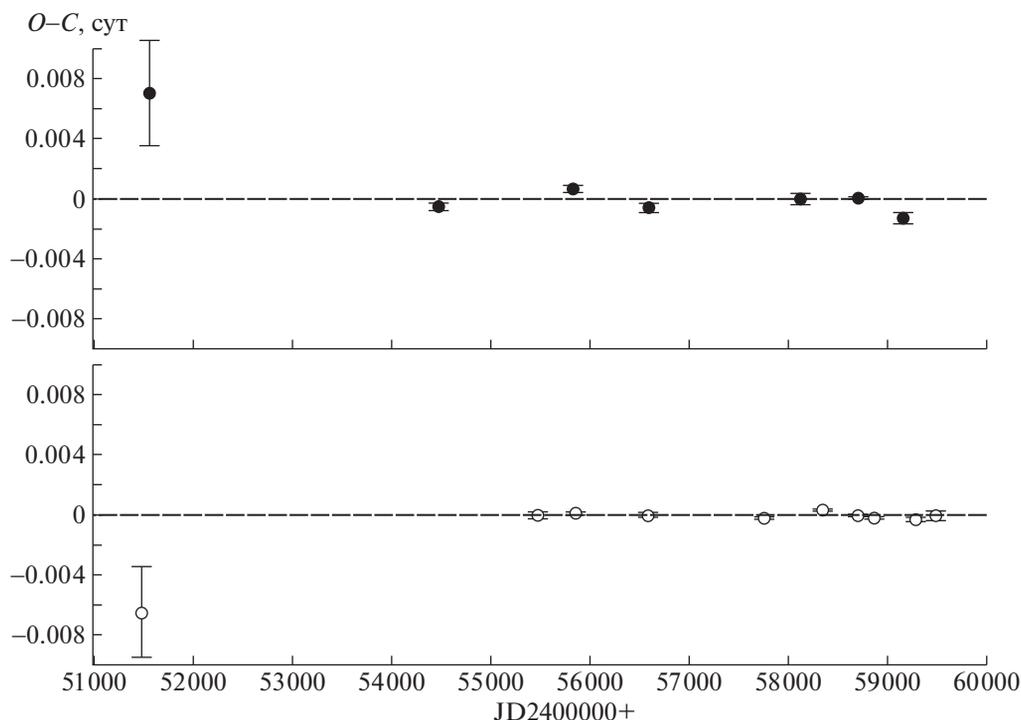


Рис. 11. График $O - C$, построенный в соответствии с полученной в данной работе эфемеридой (1). Главные минимумы – заполненные кружки, вторичные – пустые кружки. Показаны ошибки измерений моментов минимумов. Две сильно уклоняющиеся точки – наблюдения ROTSE.

пользуемся данными из табл. 5, 7. Теоретически ожидаемая скорость апсидального вращения вычисляется как простая сумма классического и релятивистского эффектов. Для учета классических эффектов мы воспользовались формулами, приведенными в работе [50], традиционно предположив, что система полностью синхронизирована, т.е. оси вращения компонентов параллельны орбитальному моменту и их угловые скорости вращения равны орбитальным скоростям в периастре. Константы концентрации к центру обеих звезд $\kappa_{2,1} = 0.0045$, $\kappa_{2,2} = 0.0050$ мы определили интерполяцией таблиц из работы [51] для возраста 59 млн. лет. В результате мы получили $\dot{\omega}_{\text{class}} = 0.26 \pm 0.02^\circ/\text{год}$. Для учета релятивистского вклада во вращение линии апсид воспользуемся формулой из [52] и получим $\dot{\omega}_{\text{rel}} = 0.052 \pm 0.002^\circ/\text{год}$ – в пять раз меньше классического вклада. Теоретически ожидаемая скорость вращения линии апсид равна $\dot{\omega}_{\text{theor}} = 0.31 \pm 0.02^\circ/\text{год}$ или $U_{\text{theor}} = 1160 \pm 70$ лет. Мы видим, что наблюдаемое значение на 36% превышает теоретическое. Наблюдаемое расхождение никоим образом не может быть приписано ошибкам наблюдений. Также мы можем утверждать, что и вычисленное нами теоретическое значение не может быть сильно изменено. Например, при увеличении температур компонентов даже на

1000 К, что приводит к увеличению определяемых косвенным методом масс звезд на $0.4M_\odot$, теоретическое значение скорости вращения линии апсид остается тем же, не выходя за пределы указанной ошибки. Самым простым объяснением полученного расхождения является отсутствие синхронизма в системе. Скорость синхронного со средним орбитальным обращением для главного компонента равна 36 км/с, а вторичного 31 км/с. Если воспользоваться формулами из работы Шакуры [50], то можно вычислить, что при скорости вращения на экваторе обеих звезд примерно 160 км/с, при условии параллельности осей вращения орбитальному моменту, наблюдаемая картина совпадет с теоретически ожидаемой. Небольшое исследование приводимых в работе формул показывает, что в случае неколлинеарности векторов момента вращения компонентов орбитальному, эффект наклона начнет замедлять апсидальное вращение. Тогда для совпадения с наблюдаемой картиной осевые скорости вращения звезд следует увеличить. При значительном отклонении осей вращения звезд от вертикали, которая в работе Шакуры принимается за 0° , примерно в районе 57° , замедление апсидального вращения дополнительной раскруткой осевого вращения компенсировать уже не удастся. Так что этот угол

Таблица 8. Индивидуальные моменты минимумов

Моменты $JD_{hel} 245\ 0000 +$	Эпоха	$O - C$
Главные		
1556.6062(35)	–472	0.00708
4472.43875(27)	0	–0.00050
5831.51798(24)	220	0.00070
6591.36489(30)	343	–0.00056
8123.41703(35)	591	–0.00001
8710.29171(9)	686	0.00006
9161.25716(40)	759	–0.00129
Вторичные		
1479.5845(30)	–485	–0.00648
5470.42469(18)	161	–0.00005
5476.60256(10)	162	0.00006
5853.44592(5)	223	–0.00001
6588.59891(20)	342	–0.00061
7756.19621(7)	531	–0.00018
8355.43955(5)	628	0.00032
8701.39386(6)	684	0.00000
8868.19317(7)	711	–0.00024
9288.28087(12)	779	–0.00031
9492.14276(30)	812	–0.00004

Примечание. При вычислении $O - C$ использовалась линейная формула (1).

можно принять за верхнюю границу для углов наклона компонентов.

Таким образом, нами обнаружена затменная звезда, дополняющая системы, в которых отсутствует синхронизм осевого и орбитального вращения, в том смысле, что скорость апсидального вращения ускоряется эффектом отсутствия синхронизма, а не замедляется. Для окончательного решения вопроса следует непосредственно измерить $v \sin i$ обоих компонентов. Если окажется, что $v \sin i$ звезды значительно меньше 160 км/с, то сохраняется возможность того, что наклон осей вращения значителен, либо вращательные моменты ориентированы на наблюдателя. Большую помощь для решения вопроса оказали бы спектральные наблюдения в минимумах, когда по изменению профиля линий была бы более точно установлена ориентация осей вращения звезд, как это было сделано в случае α CrB [53–55] и DI Her [56].

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы определили надежные относительные и абсолютные параметры затменной звезды V1103 Cas. Система состоит из пары массивных звезд

V3 V и показывает скорость апсидального вращения, превышающую скорость апсидального вращения, которую она должна была бы иметь при наличии в системе синхронизма. Поэтому система представляет особенный интерес для исследования синхронизации вращения звезд и циркуляризации орбит. Релятивистский вклад в апсидальное вращение составляет не более одной восьмой от наблюдаемого эффекта. Как и всякая система с надежно определенными параметрами, она представляет значительный интерес также и для теории звездной эволюции. Для уточнения масс, абсолютных размеров звезд и измерения их осевого вращения необходимо получить кривую лучевых скоростей. Существует ненулевая вероятность, что звезда вместе с некоторыми окрестными звездами составляет рассеянное скопление.

БЛАГОДАРНОСТИ

Наблюдения выполнены в основном на 1-м и 60-см телескопах Симеизской обсерватории ИНАСАН. В работе использовались база данных SIMBAD Страсбургского центра астрономических данных (Франция) и служба библиографических ссылок ADS (NASA, США). Выражаем нашу искреннюю признательность анонимному референту, важные замечания которого позволили исправить допущенные нами неточности.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа была выполнена при поддержке стипендии Словацкого Академического Информационного агентства SAIA³.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. A. Otero, P. Wils, G. Hoogeveen, and P. A. Dubovsky, *Inform. Bull. Var. Stars* № 5681 (2006).
2. P. R. Woźniak, W. T. Vestrand, C. W. Akerlof, R. Balsano, et al., *Astron. J.* **127**, 2436 (2004).
3. Í. Bulut and O. Demircan, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **378**, 179 (2007).
4. C. H. Kim, J. M. Kreiner, B. Zakrzewski, W. Ogłóza, H. W. Kim, and M. J. Jeong, *Astrophys. J. Suppl.* **235**, id. 41 (2018).
5. I. M. Volkov and N. S. Volkova, *Astron. Rep.* **53**, 136 (2009).
6. B. D. Mason, G. L. Wycoff, W. I. Hartkopf, G. G. Douglas, and C. E. Worley, *Astron. J.* **122**, 3466 (2001).
7. I. M. Volkov, N. S. Volkova, and D. Chochol, *Astron. Rep.* **54**, 418 (2010).
8. I. M. Volkov, N. S. Volkova, I. V. Nikolenko, and D. Chochol, *Astron. Rep.* **55**, 824 (2011).
9. I. M. Volkov, D. Chochol, and A. S. Kravtsova, *Astron. Rep.* **61**, 440 (2017).

³ www.saia.sk

10. *L. A. Bagaev, I. M. Volkov, and I. V. Nikolenko*, *Astron. Rep.* **62**, 664 (2018).
11. *I. M. Volkov and A. S. Kravtsova*, *Astron. Rep.* **64**, 211 (2020).
12. *M. A. Burlak, I. M. Volkov, and N. P. Ikonnikova*, *Contrib. Astron. Observ. Skalnaté Pleso* **48**, 536 (2018).
13. *V. Straižys*, *Multicolor stellar photometry* (Tucson: Pachart Pub. House, 1992).
14. *J. C. Mermilliod, M. Mermilliod, and B. Hauck*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **124**, 349 (1997).
15. *V. G. Kornilov, I. M. Volkov, A. I. Zakharov, L. N. Kozyreva, et al.*, *Trudy Gosudarstvennogo Astronomicheskogo Instituta* **63**, 4 (1991).
16. *E. E. Mendoza*, *Boletín de los Observatorios Tonantzintla y Tacubaya* **4**, 149 (1967).
17. *X. B. Zhang, C. Q. Luo, and J. N. Fu*, *Astron. J.* **144**, id. 86 (2012).
18. *A. Fitzsimmons*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **99**, 15 (1993).
19. *T. J. Moffett and T. G. Barnes, III*, *Astron. J.* **84**, 627 (1979).
20. *W. L. Sanders*, *Astron. J.* **71**, 719 (1966).
21. *B. J. Taylor*, *Astrophys. J. Suppl.* **60**, 577 (1986).
22. *A. S. Kravtsova, I. M. Volkov, and D. Chochol*, *Astron. Rep.* **63**, 495 (2019).
23. *I. M. Volkov, A. S. Kravtsova, and D. Chochol*, *Astron. Rep.* **65**, 184 (2021).
24. *G. M. Green, E. F. Schlafly, D. P. Finkbeiner, H.-W. Rix, et al.*, *Astrophys. J.* **810**, id. 25 (2015).
25. *E. F. Schlafly and D. P. Finkbeiner*, *Astrophys. J.* **737**, id. 103 (2011).
26. *D. J. Schlegel, D. P. Finkbeiner, and M. Davis*, *Astrophys. J.* **500**, 525 (1998).
27. *I. M. Volkov and K. F. Khaliullin*, *Astron. Rep.* **46**, 747 (2002).
28. *I. M. Volkov, L. A. Bagaev, and D. Chochol*, in *Living Together: Planets, Host Stars and Binaries*, edited by S. M. Rucinski, G. Torres, and M. Zejda, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **496**, 266 (2015).
29. *I. M. Volkov, L. A. Bagaev, and D. Chochol*, in *The ESO Workshop on the Impact of Binaries on Stellar Evolution*, ESO Garching, July 3, 2017, edited by G. Beccari and H. M. J. Boffin (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2017).
30. *I. M. Volkov, L. A. Bagaev, A. S. Kravtsova, and D. Chochol*, *Contrib. Astron. Observ. Skalnaté Pleso* **49**, 434 (2019).
31. *P. J. Flower*, *Astrophys. J.* **469**, 355 (1996).
32. *D. M. Popper*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **18**, 115 (1980).
33. *A. I. Khaliullina and K. F. Khaliullin*, *Astron. Rep.* **28**, 228 (1984).
34. *K. F. Khaliullin*, *Astrophys. J.* **299**, 668 (1985).
35. *I. M. Volkov, D. Chochol, J. Grygar, M. Mašek, and J. Juryšek*, *Contrib. Astron. Observ. Skalnaté Pleso* **47**, 29 (2017).
36. *R. A. Wade and S. M. Rucinski*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **60**, 471 (1985).
37. *I. M. Volkov and A. S. Kravtsova*, arXiv:2109.03925 [astro-ph.SR] (2021).
38. *I. M. Volkov*, *Inform. Bull. Var. Stars* № 3493, 1 (1990).
39. *I. Volkov and N. Volkova*, in *Binaries – Key to Comprehension of the Universe*, edited by A. Prša and M. Zejda, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **435**, 323 (2010).
40. *N. Volkova and I. Volkov*, *Inform. Bull. Var. Stars* № 5976, 1 (2011).
41. *I. M. Volkov*, *Peremennye Zvezdy* **42**, 1 (2022).
42. *A. S. Kravtsova, I. M. Volkov, and T. Pribulla*, *Contrib. Astron. Observ. Skalnaté Pleso* **50**, 615 (2020).
43. *I. M. Volkov*, *Contrib. Astron. Observ. Skalnaté Pleso* **50**, 601 (2020).
44. *I. M. Volkov and D. Chochol*, *Contrib. Astron. Observ. Skalnaté Pleso* **43**, 419 (2014).
45. *I. M. Volkov*, in *The Light-Time Effect in Astrophysics: Causes and cures of the O–C diagram*, edited by C. Sterken, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **335**, 351 (2005).
46. *I. M. Volkov, D. Chochol, N. S. Volkova, and I. V. Nikolenko*, in *From Interacting Binaries to Exoplanets: Essential Modeling Tools*, edited by M. T. Richards and I. Hubeny, *Proc. IAU Symp.* **282**, 89 (2012).
47. *Z. Eker, S. Bilir, F. Soyduğan, E. Y. Gökçe, E. Soyduğan, M. Tüysüz, T. Şenyüz, and O. Demircan*, *Publ. Astron. Soc. Australia* **31**, id. e024 (2014).
48. *L. Girardi, A. Bressan, G. Bertelli, and C. Chiosi*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **141**, 371 (2000).
49. *I. M. Volkov*, in *Living Together: Planets, Host Stars and Binaries*, edited by S. M. Rucinski, G. Torres, and M. Zejda, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **496**, 109 (2015).
50. *N. I. Shakura*, *Soviet Astron. Letters* **11**, 224 (1985).
51. *A. Claret*, *Astron. and Astrophys.* **424**, 919 (2004).
52. *T. Levi-Civita*, *American J. Mathematics* **59**, 225 (1937).
53. *D. B. McLaughlin*, *Publ. Michigan Observatory* **5**, 91 (1934).
54. *I. M. Volkov*, *Astrophys. Space Sci.* **296**, 105 (2005).
55. *I. M. Volkov*, *Contrib. Astron. Observ. Skalnaté Pleso* **50**, 635 (2020).
56. *S. Albrecht, S. Reffert, I. A. G. Snellen, and J. N. Winn*, *Nature* **461**, 373 (2009).

ФОРМИРОВАНИЕ ИСТОЧНИКА СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ЭРУПТИВНЫХ ВСПЫШКАХ X6.9 9 АВГУСТА 2011 ГОДА И M5.1 17 МАЯ 2012 ГОДА

© 2022 г. И. Ю. Григорьева^{1, *}, А. Б. Струминский^{2, **}

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

*E-mail: irina.2014.irina@mail.ru

**E-mail: astrum@iki.rssi.ru

Поступила в редакцию 14.12.2021 г.

После доработки 21.02.2022 г.

Принята к публикации 21.02.2022 г.

Наличие корональных выбросов массы (КВМ) и солнечных протонных событий (СПС) в межпланетном пространстве (МП) после слабых вспышек в мягком рентгеновском диапазоне уже не является необычным фактом. Однако до сих пор оставалось непонятным, каким образом в таких случаях могут реализовываться близкие к предельным характеристики КВМ и СПС. В работе проведено сравнение результатов наблюдений событий на Солнце и в МП, связанных с длительной вспышкой M5.1 17 мая 2012 г. с невыраженной импульсной фазой (относительно слабым электромагнитным (ЭМ) излучением) и короткой мощной вспышкой X6.8 9 августа 2011 г. с ярко выраженной импульсной фазой (сильным ЭМ-излучением). Обе вспышки в МП сопровождалась мощными потоками солнечных космических лучей (СКЛ): протонов >100 МэВ и электронов >1 МэВ; быстрыми КВМ со скоростями >1500 км/с. Из сравнения характеристик ЭМ-излучения вспышек, КВМ и СКЛ на масштабе времени от нескольких минут до нескольких часов (после начала наблюдения нетеплового излучения в M5.1 и X6.8) следует, что свойства КВМ и СКЛ определяла длительность вспышечных процессов, а не их наблюдаемая интенсивность. Более длительный и более интенсивный выход солнечных протонов в МП в событии M5.1, по сравнению с X6.8, был обусловлен развитием вспышки только в короне, без явного “хромосферного испарения” – изменений температуры $(dT/dt)_{M5.1} < (dT/dt)_{X6.8}$ и меры эмиссии $(dEM/dt)_{M5.1} < (dEM/dt)_{X6.8}$, движением КВМ с меньшей величиной ускорения ($a_{1705} < a_{0908}$) и, соответственно, с большей длительностью $t_{M5.1} = V_{M5.1}^{max}/a_{M5.1} > V_{X6.8}^{max}/a_{X6.8} = t_{X6.8}$ для достижения максимальной скорости. Более длительное ускорение КВМ предполагает и более длительные процессы энерговыделения (ускорения) на фазе спада вспышки. Эти процессы происходили в системе высоких послевспышечных петель при плотностях плазмы и величинах магнитного поля недостаточных для генерации жесткого рентгеновского и микроволнового излучения выше порога регистрации современных приборов. О том, что энерговыделение все же имело место, свидетельствовали только длительное γ -излучение, зарегистрированное FermiLAT, и продолжающиеся ускорение КВМ.

Ключевые слова: солнечные вспышки, импульсные и постепенные вспышки, корональные выбросы массы, ускорение корональных выбросов массы, ускорение и распространение солнечных электронов и протонов, солнечное γ -излучение

DOI: 10.31857/S0004629922060044

1. ВВЕДЕНИЕ

Ускорение электронов и протонов до релятивистских энергий и корональные выбросы массы (КВМ) со скоростями, сравнимыми с максимальными оценками скорости Альвена (~ 3000 км/с, Green et al., 2018 [1]), являются самыми опасными факторами “космической погоды”. Число событий, сопровождающихся такими явлениями од-

новременно, составляет от нескольких единиц до нескольких десятков в различных циклах солнечной активности.

Об ускорении релятивистских протонов на Солнце можно судить по наблюдениям возрастания интенсивности космических лучей на Земле (Ground Level Enhancement, GLE) или по регистрации γ -излучения от распада π_0 -мезонов (π_0).

gamma-ray, PGR) во время и после солнечных вспышек. За всю историю наблюдений с 1942 г. по настоящее время зарегистрировано 72 GLE-события (Мирошниченко, 2018 [2]) и около 40 солнечных PGR-вспышек с 1982 г. (Chupp et al., 1982 [3], Ackerman et al., 2014 [4], Share et al., 2017 [5] и ссылки там). Последние успехи γ -астрономии Солнца [4] связаны с наблюдениями Fermi Gamma Ray Observatory (FermiGRO) телескопом (Large Area Telescope, LAT).

Необходимо отметить, что существует дилемма: ускоряются ли релятивистские протоны в солнечных вспышках или на ударном фронте КВМ (см., например, Мирошниченко, 2018 [2], Cliver et al., 2019 [6], Струминский и др., 2020 [7] и ссылки там)? Характерные времена основных процессов (ускорения протонов >100 МэВ, ускорения КВМ и распространения релятивистских протонов до наблюдателя на Земле) составляют примерно 10 мин. Это обстоятельство затрудняет их разделение во времени по наблюдениям и не позволяет во многих случаях однозначно разрешить дилемму.

По теоретическим представлениям (Miller et al. 1997 [8]) только стохастический механизм ускорения МГД турбулентностью способен длительно ускорять электроны ~ 10 МэВ и протоны ~ 100 МэВ. Поэтому совместное исследование солнечных электронов ~ 10 МэВ и протонов >100 МэВ в МП позволяет отождествить механизм ускорения заряженных частиц в солнечных вспышках (Струминский и др., 2020 [7]).

Возможность детального исследования КВМ появилась после запуска космического аппарата (КА) SOHO (Solar and Heliospheric Observatory), на борту которого находятся ультрафиолетовый телескоп EIT (Extreme Ultraviolet Imaging Telescope) и коронограф LASCO (Large Angle Spectrometric Coronagraph) (см., напр., обзоры Gopalswamy, 2016 [9], Green et al., 2018 [1], Филиппов, 2019 [10]). Телескоп EIT позволяет наблюдать корональные структуры в проекции на плоскость неба, а коронограф LASCO – движение КВМ в трех областях поля зрения от центра Солнца: C1 (1.1–3 R_S), C2 (1.5–6 R_S) и C3 (4–30 R_S), где R_S – радиус Солнца.

Первые результаты наблюдений LASCO были обобщены в работе Zhang et al., 2001 [11]. В развитии КВМ было выделено три фазы: начальная, с импульсным ускорением и с равномерным распространением. Начальная фаза характеризуется медленным подъемом со скоростью <80 км/с в течение десятка минут перед солнечной вспышкой. Фаза импульсного ускорения длится от нескольких до десятков минут, хорошо совпадает со вспышкой в мягком рентгеновском (SXR) излучении и прекращается вблизи его максимума. Далее следует фаза распространения с постоянной

или медленно уменьшающейся скоростью. Эти представления о кинематике КВМ, сформулированные Zhang et al., 2001 [11], являются в настоящее время определяющими (см., например, Филиппов, 2019 [10]).

К сожалению, LASCO C1 прекратил свою работу в 1998 г. Отсутствие наблюдений LASCO C1 удалось компенсировать с помощью других инструментов. Так, в работе Gallagher et al., 2003 [12] для исследования импульсного ускорения КВМ, связанного со вспышкой X1.5 21 апреля 2002 г., были использованы изображения, полученные инструментами на борту КА TRACE (Transition Region and Coronal Explorer). Авторы [12] отмечают, что в этом событии начало ускорения совпало с ростом жесткого рентгеновского (HXR) излучения с энергиями >25 кэВ по данным детектора КА RHESSI (Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager), а наибольшее ускорение КВМ наблюдалось в максимуме HXR. Это подразумевает связь между ускорением нетепловых электронов во вспышке и силами, обеспечивающими ускорение КВМ.

Благодаря коронографам COR1 и COR2 (Solar Terrestrial Relations Observatory, STEREO) удалось пронаблюдать вблизи поверхности Солнца КВМ, связанный со вспышкой M5.1 17 мая 2012 г. (Gopalswamy et al., 2013 [13]). После запуска КА SDO (Solar Dynamic Observatory) в 2010 г. стало возможным изучать КВМ в нижней короне Солнца с помощью инструмента AIA (Atmospheric Imaging Assembly). Новые и неожиданные результаты по кинематике КВМ и его связи с нетепловым излучением солнечной вспышки X2.8 13 мая 2013 г. получены в работе Gou et al., 2020 [14]. Впервые было показано, что КВМ был ускорен в двух различных фазах: в импульсной, с максимальной величиной ускорения ~ 5 км/с², и в длительной, с величиной ускорения до 0.7 км/с². Эти две фазы ускорения КВМ соответствовали двум различным эпизодам энерговыделения: первый – “стандартной” эрупции магнитного волокна, второй – постэруптивному энерговыделению в петлях большого масштаба и ускорению частиц, генерирующих нетепловое рентгеновское и γ -излучение (Gou et al., 2020 [14]). В событии 10 сентября 2017 г. и 7 марта 2011 г., по всей видимости, также было две фазы ускорения КВМ (Струминский и др., 2021 [15]).

Проблема происхождения СКЛ тесно связана с другими фундаментальными вопросами солнечной физики: существованием двух фаз ускорения заряженных частиц в солнечных вспышках (Whild et al., 1963 [16], Ramaty et al., 1978 [17], Shih et al., 2009 [18]), двух классов вспышек – импульсных и длительных (Sturrock and Coppi, 1966 [19], Pallavicini et al., 1977 [20]) и взаимосвязи вспышек и КВМ (Gosling, 1993 [21], Svestka 1995

[22], Hudson, 1995 [23]). Так, согласно Svestka and Cliver, 1992 [24] и Svestka, 1995 [22], понятие “эруптивных вспышек” было введено для всех вспышек (как с хромосферными эффектами, так и без), которые приводят к эрупции (выбросу), в частности к КВМ. Здесь и далее под хромосферными эффектами мы имеем в виду процессы, приводящие к нагреву плотной (обычно хромосферной) плазмы с последующим заполнением ею корональных петель – “хромосферное испарение” (рост EM , $EM = n^2V$).

По-видимому, в основе эруптивных вспышек лежит один и тот же физический механизм множественного магнитного пересоединения (когда происходит большое число элементарных актов ускорения частиц и выделения энергии). Однако этот процесс приводит к различным наблюдаемым проявлениям, которые сильно зависят от локальных физических условий до и во время события (плотности и температуры плазмы, величин магнитного поля и его трехмерной структуры). Солнечная вспышка является нелинейным явлением, в котором обычно невозможно “разделить переменные” и существуют эффекты обратной связи.

Чтобы облегчить задачу “разделения переменных”, нами был предложен и развивается подход (Струминский и др., 2020 [7]), основанный на совместном анализе данных по возрастаниям интенсивности солнечных электронов 1–10 МэВ и протонов >100 МэВ после эруптивных вспышек, связанных с КВМ, как с сильным, так и слабым электромагнитным (ЭМ) излучением (Григорьева и др., 2020 [25], Struminsky et al., 2020 [26]). События рассматриваются в единой шкале времени, обычно, относительно начала радиоизлучения на 15.4 ГГц по данным наземной сети станций круглосуточного наблюдения солнечного радиоизлучения (Radio Solar Telescope Network, RSTN, Guidice et al., 1981 [27])¹.

Ниже мы применяем этот подход для анализа двух PGR-вспышек (Ackerman et al., 2014 [4], Share et al., 2018 [5]): (1) импульсная вспышка X6.9 SOL2011-08-09 (Шарыкин и др., 2015 [28], Share et al., 2018 [5]) и (2) постепенная вспышка M5.1 SOL2012-05-17 (Share et al., 2018 [5]). Обе вспышки сопровождалась в МП быстрыми >1500 км/с КВМ и сопоставимыми по интенсивности и длительности потоками солнечных электронов 1–10 МэВ и протонов >100 МэВ. Но только протонное событие от SOL2012-05-17 сопровождалось GLE. Это было первое и неожиданное GLE 24-го цикла (Li et al., 2013 [29], Gopalswamy et al., 2013 [13]).

Основные характеристики исследуемых событий приведены в табл. 1, информация взята из

сводных отчетов о солнечной активности, составленных американским Центром предсказания космической погоды (SWPC NOAA, Space Weather Prediction Center of the National Oceanic and Atmospheric Administration)². В табл. 1 и ниже на рисунках потоки радиоизлучения приведены в солнечных единицах потока (10^{-19} эрг с^{-1} см^{-2} Гц^{-1} , solar flux unit, s.f.u.), потоки протонов в МП в единицах потока протонов ($(\text{см}^2 \text{ с пр})^{-1}$, proton flux unit, p.f.u.). Температура (T) и мера эмиссии (EM) вспышечной плазмы были вычислены из 2-секундных интегральных потоков SXR излучения в каналах 1–8 Å и 0.5–4 Å детектора KA GOES (Geostationary Operational Environmental Satellite)³ в пакете *SolarSoft* в одностепенном приближении. Данные по наблюдениям КВМ взяты из электронного каталога SOHO LASCO CME CATALOG⁴ ([30] Gopalswamy et al., 2009). В настоящее время единственным детектором релятивистских электронов в каналах 0.27–0.7 МэВ, 0.67–3.0 МэВ и 2.64–10.4 МэВ вблизи Земли является прибор EPHIN (Electron Proton Helium Instrument, Müller-Mellin et al., 1995 [31]) на борту KA SOHO, который находится в точке Лагранжа L1. В работе обсуждаются потоки электронов, измеренные EPHIN, во время исследуемых событий. Информация по солнечным протонным событиям (СПС) взята из каталога www.wdcb.ru/stp/data/SPE/List_SPE_24_Cycle_SA.pdf. Вся информация и численные данные по событиям находятся в открытом доступе.

Почему событие СКЛ после X6.9 SOL2011-08-09 было слабее (см. табл. 1), чем после M5.1 SOL2012-05-17? Аналогичный вопрос задавали себе Gopalswamy et al., 2013 [13] и, как приверженцы ускорения на ударной волне, пришли к выводу, что ударная волна перед КВМ SOL2011-08-09 была слабее и сформировалась позже, чем в M5.1 SOL2012-05-17. Авторы [29] (Li et al., 2013) получили свидетельства ускорения на ударной волне КВМ протонов с кинетической энергией ~1.12 ГэВ, ответственных за GLE M5.1 SOL2012-05-17.

Мы представляем свое видение развития исследуемых событий и акцентируем внимание на трех новых моментах: 1) использование детектора ACS SPI (Anticoincidence Subsystem спектрометра SPI) на KA INTEGRAL (International Gamma Ray Laboratory), который показывает более ранний приход протонов по сравнению с традиционными детекторами; 2) описание временных профилей протонов >100 МэВ GOES в модели с длительной инжекцией и диффузионным распро-

¹ ftp.ngdc.noaa.gov/STP/space-weather/solar-data/solar-features/solar-radio/

² ftp.swpc.noaa.gov/pub/indices/events/

³ satdat.ngdc.noaa.gov/sem/goes/data/

⁴ cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/

Таблица 1. Некоторые характеристики рассматриваемых событий. А – дата, нулевое время UT – начало излучения на 15.4 ГГц, балл и координаты вспышки, Б – начало, максимум и конец SXR вспышки (GOES); В – время T_{\max} , запаздывание EM_{\max} относительно T_{\max} ; Г – время первого появления КВМ t_1 и его средняя скорость $V_{\text{ср}}$ (LASCO_C2 и C3); Д – моменты начала, максимума и конца радиоизлучения зарегистрированного на частоте 245 МГц (RSTN); Е – момент, величина максимума и конец излучения на 15.4 ГГц (s.f.u.); Ж – начало радио-всплесков III, II и IV типов; З – начало роста сглаженных средних потоков протонов >100 МэВ (GOES), электронов 2.64–10.4 МэВ (SOHO/EPHIN) для первой и второй фаз ускорения (см. Струминский и др., 2020 [7], Струминский и др., 2020 [32] и ссылки там); И – максимальный поток ≥ 10 МэВ в максимуме; степенной показатель интегрального спектра протонов; квази-максимальная энергия протонов в событии.

А	09.08.2011 08:01			17.05.12 01:30		
	X6.9 / N17W69			M5.1/ N11W76		
Б (мин)	−13	+5	+7	−5	+17	+44
В (мин)	+2		2	+10		11
Г (мин/(км с ^{−1}))	+11		1610	+18		1582
Д (МГц/мин)	−1	+1	+8	−1	+12	+28
Е (мин/sfu/мин)	+2	1600	+6	+6	300	+14
Ж (мин)	+16(?)	0	+19(?)	+3	+1	+2
З (мин)	+14	+3	+14	+20	нет	+19
И (pfu, γ , МэВ)	21.3	2.0	700	180	2.15	3000

странением; сравнение длительности инжекции протонов со временем регистрации γ -излучения >100 МэВ (FermiGRO/LAT); 3) учет возможности ускорения КВМ в двух фазах – импульсной и постепенной. Рассмотрение этих факторов приводит нас к выводу, что протоны ускорялись преимущественно во вспышках на фоне развития КВМ. Именно различия вспышек определяли наблюдаемые характеристики КВМ и СКЛ.

2. НАБЛЮДЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ПРОТОНОВ

Временные профили интенсивности электронов 2.64–10.4 МэВ SOHO EPHIN, взятые с сайта www2.physik.uni-kiel.de/SOHO/phperph/EPHIN.htm, показаны на рис. 1а, а профили протонов >100 МэВ GOES (cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/NOAA/particle/) – на рис. 1б.

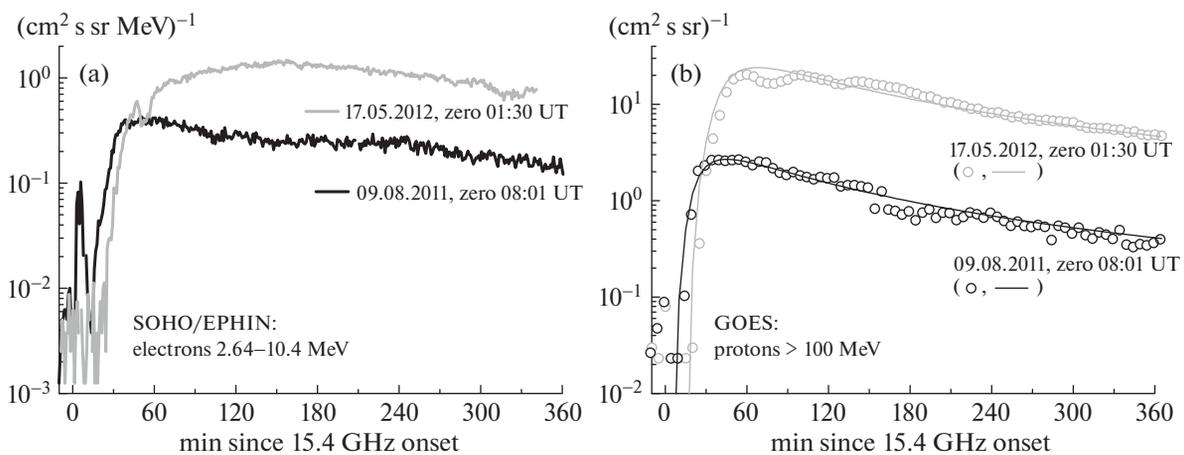


Рис. 1. Временные профили интенсивности: (а) электронов – 1 мин средние, измеренные в точке L1 детектором EPHIN/SOHO в канале 2.64–10.4 МэВ, (б) протонов – 5 мин средние >100 МэВ по данным GOES на геостационарной орбите в событиях 9 августа 2011 г. (черные открытые значки и модельная серая линия) и 17 мая 2012 г. (серые открытые значки и модельная черная линия).

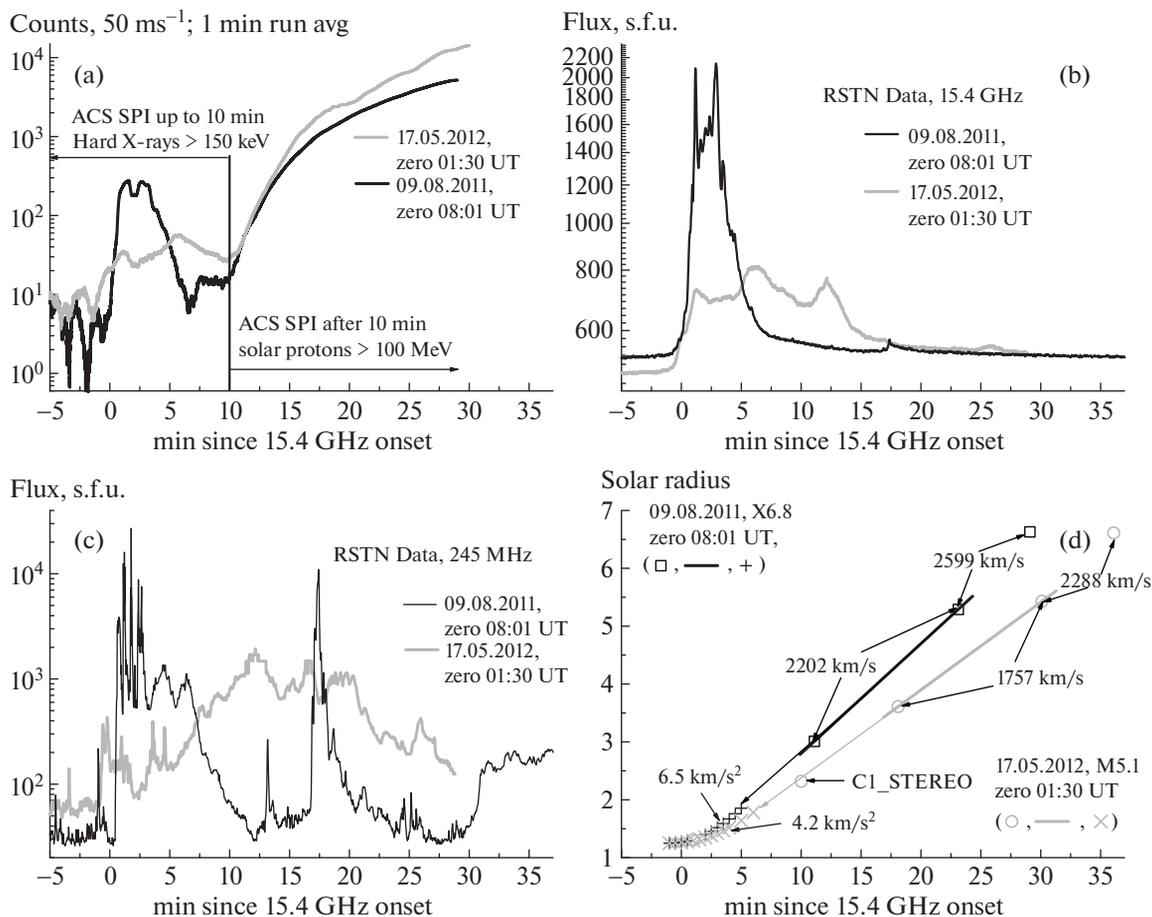


Рис. 2. Временные профили: (а) темпа счета ACS SPI за 50 мс (сглаженные средние за 1 мин); потока радиоизлучения на частотах (RSTN): (b) 15.4 ГГц и (с) 245 МГц. (d) положение КВМ по наблюдениям (открытые значки) и в модели равномерного ускорения (крестики) в событиях 9 августа 2011 г. (черные кривые и значки) и 17 мая 2012 г. (серые кривые и значки).

В событии SOL2011-08-09 по времени первого прихода электронов в работе Струминского (2020, [32]) была определена минимальная длина пройденного ими пути $\approx (1.3 \pm 0.1)$ астрономических единиц (а.е.) в предположении, что они вышли в МП в нулевой момент (рис. 1а и табл. 1). Тогда для протонов 100 и 500 МэВ ($V/c = 0.43$ и 0.76) время запаздывания при такой длине пути будет $\sim 16 \pm 2$ и $\sim 6 \pm 1$ мин соответственно.

На рис. 2а построены временные профили темпа счета детектора ACS SPI, который чувствителен к квантам HXR >150 кэВ и протонам >100 МэВ. (ACS SPI используется нами как интегральный некалиброванный детектор солнечных протонов (см., напр., Струминский и др., 2020 [7], Струминский и др., 2020 [32] и Струминский и др., 2021 [33]). По данным, доступным на сайте isdc.unige.ch/~savchenk/spiacs-online/spiacs-ipnlc.pl с временным разрешением 50 мс, был вычислен и вычтен фон на (-60) мин, далее были рассчитаны скользящие средние за 1 мин. Возрастание темпа

счета ACS SPI после (+10) мин (рис. 2а) показывает приход протонов к наблюдателю. Если это были протоны >500 МэВ, то время их выхода в МП должно быть $(+4) \pm 1$ мин.

На рис. 2а видно, что при выбранных моментах нулевого времени (см. табл. 1) ACS SPI показал практически совпадающий по интенсивности темп счета с (+10) до (+15) мин в двух событиях. Позднее кривая для SOL2012-05-17 становится выше, что может быть связано с приходом релятивистских протонов, ответственных за GLE, которым было нужно большее время для ускорения. Согласно результатам Gopalswamy et al., 2013 [13] GLE в SOL2012-05-17 началось между 01:38–01:45 UT с медианным временем 01:43 UT (+13 мин). Так как время начала роста темпа счета ACS SPI (рис. 2а) совпадает в обоих событиях, то мы считаем, что в них условия выхода протонов в МП были одинаковыми, а длина пути пройденного протоном до наблюдателя была $\approx (1.3 \pm 0.1)$ а.е.).

Момент первой регистрации детектором GOES протонов >100 МэВ (табл. 1, рис. 1b) определяет время их выхода в МП, которое для исследуемых событий будет (0) и (+4) мин соответственно. Отсюда следует, что в событии SOL2012-05-17 протоны 100 МэВ удерживались вблизи Солнца примерно на 4 мин дольше, чем в SOL2011-08-09. Для достижения протонами релятивистских энергий при стохастическом ускорении необходимо дополнительное время.

В работе Li et al., 2013 [29] для SOL2012-05-17 в предположении одновременного выхода электронов различной энергии было получено, что время их выхода в МП было $(01:29 \pm 00:01)$ UT и длина распространения в МП $(1.25 \pm 0.05$ а.е.). При этом протоны различных энергий вышли в МП одновременно, на 10 мин позднее электронов, и прошли такое же расстояние до Земли. По нашему мнению, предположение о том, что функция инжекции электронов и протонов не зависит от энергии и времени, сделанное в работе Li et al., 2013 [29], не является обоснованным. Например, оно не выполняется при длительном стохастическом ускорении.

Как было показано (Струминский, 2003 [34]), на фазе роста интенсивности протонов до максимума (так же, как и для электронов) преимущественную роль играет их инжекция в МП, которая может быть длительной и малой интенсивности. На рис. 1 видно, что максимумы потоков электронов и протонов в SOL2012-05-17 наблюдались позднее, чем в SOL2011-08-09, и их значения были больше. Для этого инжекция электронов и протонов в МП в SOL2012-05-17 должна была быть более длительной, что и привело к большим флюенсам электронов и протонов вблизи Земли.

На рис. 1b приведены результаты расчета интенсивности протонов 100 МэВ в модели с длительной переменной инжекцией и при диффузионном распространении (Струминский, 2003 [34], Struminsky, 2013 [35]). В SOL2011-08-09 модельная инжекция протонов была постоянной, длилась между (0) и (+5) мин, длина свободного пробега протонов была ~ 0.23 а.е. В SOL2012-05-17 постоянная инжекция протонов в МП длилась между (+5) и (+25) мин, и была в 5 раз интенсивнее, а длина свободного пробега была ~ 0.20 а.е. (Struminsky, 2013 [35]). Таким образом, в SOL2012-05-17 в МП было выпущено в 20 раз больше протонов 100 МэВ, чем в SOL2011-08-09, причем большая их часть вышла в МП после (+10) мин.

Временные профили потоков релятивистских электронов и протонов >100 МэВ были подобны в событии SOL2011-08-09 (Струминский и др., 2020 [32]), а также в SOL2012-05-12 (Струминский, 2019 [36]). Из этого подобия и следуя идеям Струминского и др. (2020, [7]), мы делаем вывод,

что электроны и протоны ускорялись во вспышках во множестве элементарных актов с длительностью, меньшей всего времени ускорения (стохастически), а не ударными волнами КВМ.

3. НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫШЕК

Рисунок 2 представляет обзор результатов наблюдений исследуемых солнечных событий. Временные профили HXR излучения >150 кэВ, зарегистрированного ACS SPI (рис. 2a) и микроволнового излучения на RSTN частоте 15.4 ГГц (рис. 2b), показывают, что релятивистские электроны появились на Солнце и начали взаимодействовать с плазмой и магнитным полем (рост интенсивности на профилях) примерно в одно время. Именно поэтому этот момент выбран за ноль в нашей шкале времени (начало второй фазы ускорения, согласно Струминскому и др., 2020 [32]). Радиоизлучение регистрировалось на всех частотах RSTN от 15.4 ГГц до 245 МГц, согласно отчетам SWPC NOAA. Временные профили радиоизлучения на этих крайних частотах показаны на рис. 2b, с.

Совместный анализ нетеплового солнечного излучения, производных температуры dT/dt и меры эмиссии dEM/dt вспышечной плазмы (см. рис. 3) позволяет выделить фазы преимущественного изменения T и EM . Делая шаг на пути “разделения переменных” в описании вспышечных процессов, мы отмечаем, что максимальные величины dT/dt и dEM/dt для SOL2011-08-09 почти на порядок больше, чем для SOL2012-05-12. Следовательно, эффект хромосферного в SOL2012-05-12 испарения если и был, то незначительный. Длительности изменений T и EM различались: ~ 5 мин в SOL09-09-2011 и ~ 20 мин в SOL17-05-2012, что соответствует длительности ускорения электронов (возрастанию потока HXR- и радиоизлучения, видимых на рис. 2a–с примерно с той же длительностью). Заметим, что третий эпизод ускорения электронов в SOL2012-05-17 (третий локальный максимум $\sim (+11)$ мин), который виден на 15.4 ГГц (рис. 2b, серая кривая), скрыт под начавшимся протонным возрастанием в данных ACS SPI (рис. 2a, серая кривая).

Соотношение между наблюдаемыми интенсивностями излучений, генерируемых различными физическими механизмами (рис. 2a–с), позволяет предположить, что в SOL09-08-2011 взаимодействие ускоренных электронов происходило в плазме с величинами концентрации и магнитного поля, которые характерны для хромосферы. Напротив, в SOL17-05-2012 взаимодействие ускоренных электронов происходило преимущественно в условиях короны.

Импульсная вспышка X6.9 SOL2011-08-09 сопровождалась γ -излучением >100 МэВ, которое

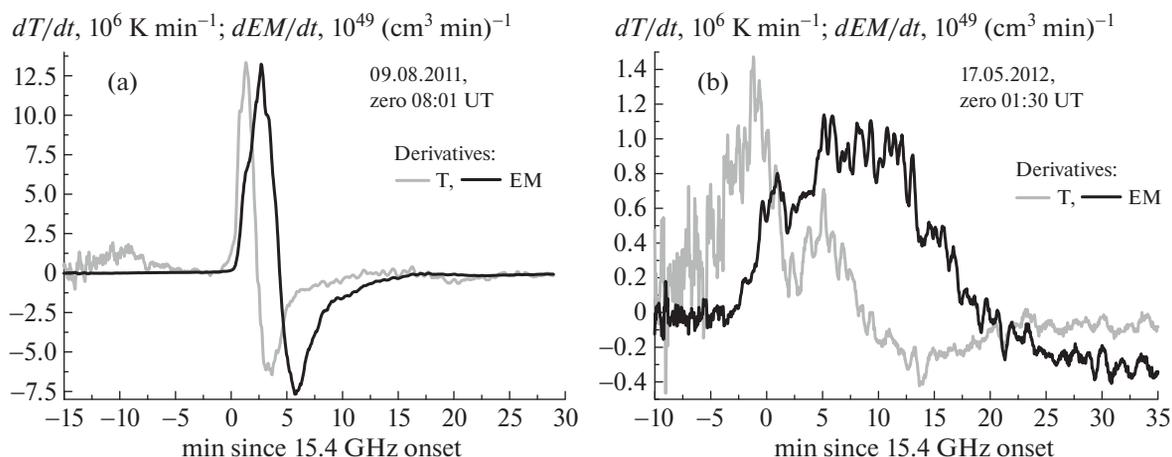


Рис. 3. Сглаженные производные температуры (серые кривые) и меры эмиссии (черные кривые) вспышечной плазмы для событий: (а) 9 августа 2011 г. и (б) 17 мая 2012 г.

было зарегистрировано FermiGRO/LAT (Ackerman et al., 2014 [4], Share et al., 2017 [5]) только в течение 3.3 мин после 08:01 UT (0 времени в нашей шкале). В период вспышки M5.1 SOL2012-05-17 (01:30–02:10 UT) КА FermiGRO был в неблагоприятном положении для наблюдения Солнца, но солнечное γ -излучение >100 МэВ регистрировалось LAT на трех последующих орбитах FermiGRO более трех часов (02:10–05:20 UT) (Ackerman et al., 2014 [4], Share et al., 2017 [5]). Эти наблюдения γ -излучения >100 МэВ находятся в качественном согласии с нашими оценкам инжекции протонов в МП (начала, интенсивности и длительности), которые обсуждались в предыдущем разделе.

4. УСКОРЕНИЕ КВМ В ЭРУПТИВНЫХ ВСПЫШКАХ

Первое появление КВМ в поле зрения коронографа LASCO C2 согласно каталогу в SOL2011-08-09 было на (+11) мин и на $R_S + d = 3.01 R_S$, а в SOL2012-05-17 на (+18) мин и на $R_S + d = 3.61 R_S$ (табл. 1, рис. 2d), где d – расстояние от поверхности Солнца. Двумя способами можно грубо оценить необходимые величины ускорения КВМ a :

1) зная d , $a = 2d/t_1^2$ или 2) используя среднюю скорость (табл. 1), $a = V_{cp}/t_1$. Получаем 6.4 и 2.4 км/с² для SOL2011-08-09 и 3.1 и 1.5 км/с² для SOL2012-05-17 соответственно. Полученный разброс величин ускорения показывает, что необходимо учитывать динамику КВМ на расстояниях, близких к Солнцу (в поле зрения LASCO C2), исследовать взаимозависимость процессов во вспышках и ускорения КВМ.

Для оценки положения КВМ до его появления в поле зрения LASCO C2 мы воспользуемся

методом сшивки (Струминский и др., 2021 [15]) предполагаемого равноускоренного движения и наблюдаемого равномерного движения КВМ (с точностью до скважности измерений). Предположим, что КВМ начинает двигаться из положения $R_0 = 1.25 R_S$ в момент t_0 с начальной скоростью $V_0 = 0$ и ускорением $a = \text{const}$ до момента t . После момента t до положения R КВМ движется со скоростью $V = \text{const}$, которая известна из наблюдений коронографа LASCO. Линейная аппроксимация положений КВМ в различные моменты наблюдений – это $R(t) = A + Bt$. Тогда сшивка предполагаемого равноускоренного и наблюдаемого равномерного движений будет $R = A + Bt$, при $B = V_{12}$, где величина ускорения на отрезке времени $t - t_0$ будет $a_1 = B/(t - t_0)$. Нижние индексы у V обозначают, какие из последовательных положений КВМ в поле зрения LASCO C2 были использованы для линейной экстраполяции (первое и второе (1 и 2), или второе и третье (2 и 3)). Из этих условий сшивки находим, что $t = (2R_0 - 2A - Bt_0)/B$.

Мы обращаем внимание на то, что в обоих событиях различаются скорости ($V_{23} > V_{12}$), и это различие значимое, т.е. КВМ должны были ускоряться до момента t_3 (до третьего положения). Оценка величины ускорения между моментами t и t_3 будет $a_2 = (V_{23} - V_{12})/(t_3 - t) < a_1$. Средние величины ускорений будут $a_{cp1} = V_{12}/(t_2 - t_0)$ и $a_{cp2} = V_{23}/(t_3 - t_0)$. Результаты вычислений представлены в табл. 2. Величины a_2 для рассматриваемой пары событий оказались примерно одинаковые.

Также для сравнения в табл. 2 приведена величина скорости КВМ на $20 R_S$, V_{20Rs} , взятая нами из каталога LASCO. Отметим, что в обоих случаях $V_{20Rs} < V_{23}$, и с учетом разницы в скорости и во времени (V_{20Rs} и t_3) величины V_{23} оказались примерно

Таблица 2. Характерные времена (относительно начала радиоизлучения на 15.4 ГГц), скорости и ускорения КВМ. Пояснения даны в тексте

Событие	t_0 [с]	A [км]	$V_{12} = B$ [км/с]	t [с]	t_2 [с]	$a_1(a_{cp1})$ [км/с ²]	t_3 [с]	V_{23} [км/с]	$a_2(a_{cp2})$ [км/с ²]	V_{20R_s} [км/с]
09.08.2011	-60	629439	2202	278	1387	6.5(1.5)	1746	2599	0.3 (1.4)	1506
17.05.2012	-60	606627	1757	360	1806	4.2(0.9)	2165	2288	0.3 (1.0)	1473

одинаковыми для наших событий. Это означает, что КВМ тормозились по мере распространения до $20 R_S$, и на них действовали близкие по величине результирующие силы после момента t_3 и на расстояниях $\sim 6-7 R_S$. Изменение знака ускорения говорит о том, что принципиально изменились условия распространения – силы, действующие на КВМ, стали другими. Возможно, именно на расстоянии от Солнца $>6-7 R_S$ проходит граница между активной короной и свободно распространяющимся солнечным ветром.

Сравним наши результаты по ускорению КВМ, указанные в табл. 2, с оценками других авторов. Согласно Gopalswamy et al., 2013 [13], КВМ в SOL09-08-2011 ускорился со средней величиной ускорения $a = 1.56 \text{ км/с}^2$ до достижения скорости $V = 2496 \text{ км/с}$ в 08:12 UT (+11 мин), а в SOL17-05-2012 ускорение было со средней величиной $a = 1.77 \text{ км/с}^2$ до скорости $V = 1997 \text{ км/с}$, достигнутой в 01:48 UT (+18 мин). В работе Gopalswamy et al., 2016 [37] приведены уже другие значения для этих же событий, которые соответствуют ускорению КВМ от начала HXR вспышки в 07:59 UT (-2) мин до ее максимума в 08:05 UT (+4) мин с величиной $a = 6.93 \text{ км/с}^2$ до скорости $V = 2496 \text{ км/с}$. Для SOL17-05-2012 от момента 01:25 (-5) мин до 01:47 UT (+17) мин с $a = 1.51 \text{ км/с}^2$ до $V = 1997 \text{ км/с}$. Таким образом, оценка ускорения КВМ в работе Gopalswamy et al., 2016 [37] для SOL09-08-2011 близка к нашей. Для SOL17-05-2012 наша оценка величины a превышает результаты Gopalswamy et al., 2013 [13], Gopalswamy et al., 2016 [37] ~ в 2 раза.

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Для каждого выбранного события были рассмотрены имеющиеся наблюдения потоков солнечных релятивистских электронов и протонов $>100 \text{ МэВ}$; солнечного γ -излучения (FermiLAT), HXR (ACS SPI) и SXR (GOES) излучений, и радиоизлучения (15.4 ГГц и 245 МГц, RSTN). Скорости КВМ были определены по данным LASCO C2: V_{12} – по первому и второму; V_{23} – по второму и третьему положениям в поле зрения коронографа. Средние скорости V_{cp} были рассчитаны по всем данным LASCO C2 и C3. Далее из условия сшивки в момент t предполагаемого равноуско-

ренного движения и наблюдаемого равномерного движения КВМ с V_{12} или V_{cp} находились значения: величина ускорения a , моменты начала t_0 и конца t ускорения. Соотношение между скоростями $V_{12}(t_2)$, $V_{23}(t_3)$ и V_{cp} позволило нам судить о динамике КВМ после момента t .

Согласно работам Švestka, 1995 [23], Švestka, 2001 [38], КВМ является неотъемлемой частью всех эруптивных вспышек, независимо от наличия или отсутствия хромосферных эффектов. При этом сами эруптивные вспышки различаются диапазоном высот протекающих процессов, т.е. максимальной величиной магнитного поля.

Так как $a \sim V_A^2 = B^2/4\pi\rho$, то скорость подъема КВМ в эруптивных вспышках зависит от величины магнитного поля B и плотности ρ (т.е. от эффективности “хромосферного испарения”). Понятно, что одинаковые величины скорости Альвена и ускорения КВМ могут быть достигнуты при разных соотношениях между B и ρ . Вопрос о различии КВМ, зародившихся в сильных или слабых магнитных полях (т.е. КВМ, связанных с хромосферными вспышками или нет) является ключевым в понимании природы КВМ, согласно работе Švestka, 2001 [38].

Рассмотренные вспышки X6.9 9 августа 2011 г. и M5.1 17 мая 2012 г. с сильными или слабыми хромосферными эффектами (изменениями T и EM), соответственно, показывают, что сопровождавшие их КВМ различались динамикой ускорения при практически равных средних скоростях. Событие SOL2011-08-09 является хорошим примером, когда импульсное ускорение КВМ совпадает по времени с ярко выраженной импульсной фазой – всплесками нетеплового излучения, нагревом плазмы и ростом EM за счет хромосферного испарения. Вероятно, плотная и горячая плазма, находящаяся в условиях сильного магнитного поля, сообщает больший дополнительный импульс КВМ (эффект паруса).

Фактически, первая инжекция протонов 500 МэВ на (+4) ± 1 мин должна была происходить при положении КВМ на (1.52–1.85) R_S в SOL09-08-2011 и на (1.42–1.64) R_S в SOL17-05-2012. Как было отмечено в разделе 2, по данным ACS SPI первые протоны GLE пришли на Землю позднее (+10) мин. В момент их выхода фронт

КВМ располагался на расстоянии $>2.32 R_S$ (Gopalswamy et al., 2013 [13]). Наш результат для первых пришедших протонов не противоречит теоретическим представлениям (Бережко и Танеев, 2003 [39]), что для эффективного ускорения сферической ударной волной ее радиус должен быть в пределах $\sim 2.0-3.0 R_S$. Это согласуется с выводом (Li et al., 2013 [29]). Однако остается вопрос, где в этом случае должны были ускоряться те протоны, которые пришли значительно позднее? Поздние времена соответствуют сильно большим расстояниям фронта КВМ от Солнца, где уже нет условий для эффективного ускорения протонов ударной волной, согласно (Бережко и Танеев, 2003 [39]). Альтернативой ускорению протонов на ударной волне является их стохастическое ускорение во вспышках на продолжительной пост-эруптивной фазе. Наблюдения потоков релятивистских электронов в МП непосредственно указывают на последний вариант.

Таким образом, для выбранных событий, связанных с эруптивными вспышками X6.9 9 августа 2011 г. и M5.1 17 мая 2012 г., показано:

1) Максимальные интенсивности и флюенсы СКЛ в МП не коррелировали с характеристиками КВМ, теплового и нетеплового излучения. Наибольшие потоки СКЛ наблюдались в МП в событии, связанном со вспышкой M5.1 17 мая 2012 г. с меньшими интенсивностями, но с большей длительностью ЭМ излучения. Длительности солнечного γ -излучения >100 МэВ и функции инжекции протонов в МП отражают временные свойства вспышек, а не КВМ.

2) Вблизи Земли наблюдалось подобие временных профилей потоков солнечных электронов >1 МэВ и протонов >100 МэВ. По теоретическим представлениям (Miller et al. 1997 [8]) только стохастический механизм ускорения способен длительно ускорять электроны ~ 10 МэВ и протоны ~ 100 МэВ. Поэтому это подобие свидетельствует о стохастическом механизме ускорения частиц во вспышках (во множестве элементарных актов с длительностью много меньше всего процесса ускорения) на фоне развития КВМ.

3) КВМ, связанный с постепенной вспышкой M5.1 SOL2012-05-17 со слабыми хромосферными эффектами, ускорялся более длительное время и с меньшей величиной ускорения. Нетепловые электроны взаимодействовали с плазмой меньшей плотности и магнитным полем меньшей величины, чем в SOL2011-08-09.

4) КВМ, связанный с импульсной вспышкой X6.9 в SOL2011-08-09 с сильными хромосферными эффектами, ускорялся с максимальной величиной ускорения во время эффективного хромосферного испарения от момента T_{\max} до момента EM_{\max} .

5) Максимальные скорости КВМ (2300–2600 км/с) наблюдались вблизи нижней границы поля зрения LASCO C2 ($\sim 2 R_S$) и соответствовали, по всей видимости, величинам скорости Альвена в короне над активной областью (Струминский и др., 2021 [15]).

6) Величины скорости КВМ ($\sim 1500-1600$ км/с), найденные с помощью линейной аппроксимацией всех положений КВМ в поле зрения LASCO (C2 + C3), включая расстояние $20 R_S$, были достигнуты в результате замедления на $R_S > 6$.

Из сравнения характеристик ЭМ-излучения вспышек, КВМ и СКЛ на масштабе времени от нескольких минут до нескольких часов (после начала наблюдения нетеплового излучения в M5.1 и X6.8) следует, что длительность вспышечных процессов, а не их наблюдаемая интенсивность, определяла свойства КВМ и СКЛ. Более длительный и более интенсивный выход солнечных протонов в МП в событии M5.1, по сравнению с X6.8, был обусловлен развитием вспышки только в короне (без явного “хромосферного испарения” — изменений температуры $(dT/dt)_{M5.1} < (dT/dt)_{X6.8}$ и меры эмиссии $(dEM/dt)_{M5.1} < (dEM/dt)_{X6.8}$), движением КВМ с меньшей величиной ускорения ($a_{1705} < a_{0908}$) и, соответственно, с большей длительностью $t_{M5.1} = V_{M5.1}^{\max}/a_{M5.1} > V_{X6.8}^{\max}/a_{X6.8} = t_{X6.8}$ для достижения максимальной скорости.

Более длительное ускорение КВМ предполагает и более длительные процессы энерговыделения (ускорения) на фазе спада вспышки. Эти процессы происходили в системе высоких послевспышечных петель при плотностях плазмы и величинах магнитного поля недостаточных для генерации жесткого рентгеновского и микроволнового излучения выше порога регистрации современных приборов. О том, что энерговыделение все же имело место, свидетельствовали только длительное γ -излучение, зарегистрированное FermiLAT, и продолжающееся ускорение КВМ.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность участникам наземных и космических миссий, данные которых находятся в открытом доступе и были использованы в работе (ACS SPI, GOES, SOHO/EPHIN, RSTN, RHessi, и SOHO/LASCO).

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа была поддержана субсидиями по темам “Многоволновое активное Солнце” (ИЮГ, ГАО РАН) и “Плазма” (АБС, ИКИ РАН).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *L. M. Green, T. Török, B. Vršnak, W. Manchester, and A. Veronig*, *Space Sci. Rev.* **214**, id. 46 (2018).
2. *Л. И. Мирошниченко*, *Успехи физических наук* **188**, 34 (2018).
3. *E. L. Chupp, D. J. Forrest, J. M. Ryan, J. Heslin, et al.*, *Astrophys. J.* **263**, L95. (1982).
4. *M. Ackermann, M. Ajello, A. Albert, A. Allafort, et al.*, *Astrophys. J.* **787**, id. 15 (2014).
5. *G. H. Share, R. J. Murphy, S. M. White, A. K. Tolbert, B. R. Dennis, R. A. Schwartz, D. F. Smart, M. A. Shea*, *Astrophys. J.* **869**, 182 (2018).
6. *E. W. Cliver, S. W. Kahler, M. Kazachenko, M. Shimojo*, *Astrophys. J.* **877**, id.11 (2019).
7. *А. Б. Струминский, И. Ю. Григорьева, Ю. И. Логачев, А. М. Садовский*, *Физика плазмы* **46**, 139 (2020).
8. *J. A. Miller, P. J. Cargill, A. G. Emslie, G. D. Holman, et al.*, *J. Geophys. Res.* **102**, 14631 (1997).
9. *N. Gopalswamy*, *Geoscience Lett.* **3**, 8 (2016).
10. *Б. П. Филиппов*, *Успехи физических наук* **189**, 905 (2019).
11. *J. Zhang, K. P. Dere, R. A. Howard, M. R. Kundu, and S. M. White*, *Astrophys. J.* **559**, 452 (2001).
12. *P. T. Gallagher, G. R. Lawrence, and B. R. Dennis*, *Astrophys. J.* **588**, L53 (2003).
13. *N. Gopalswamy, H. Xie, S. Akiyama, S. Yashiro, I. G. Usoskin, J. M. Davila*, *Astrophys. J.* **765**, id. L30 (2013).
14. *T. Gou, A. M. Veronig, R. Liu, B. Zhuang, et al.*, *Astrophys. J.* **897**, id. L36 (2020).
15. *А. Б. Струминский, И. Ю. Григорьева, Ю. И. Логачев, А. М. Садовский*, *Геомагнетизм и аэронаука* **61**, 683 (2021).
16. *J. P. Wild, S. F. Smerd, A. A. Weiss*, *Annual Rev. Astron. and Astrophys.* **1**, 291 (1963).
17. *R. Ramaty, S. A. Colgate, G. A. Dulk, P. Hoyng, J. W. Knight III, R. P. Lin, D. B. Melrose, C. Paizic, F. Orrall, P. R. Shapiro*, in *Proc. of the 2nd SkyLab Workshop on Solar Flares*, edited by P. A. Sturrock, chap. 4, 117 (1978).
18. *A. Y. Shih, R. P. Lin, and D. M. Smith*, *Astrophys. J.* **698**, 1152 (2009).
19. *P. A. Sturrock, B. Coppi*, *Astrophys. J.* **143**, 3 (1966).
20. *R. Pallavicini, S. Serio, G. S. Vaianai*, *Astrophys. J.* **216**, 108 (1977).
21. *J. Gosling*, *J. Geophys. Res.*, **98**, 18937 (1993).
22. *Z. Švestka*, *Sol. Phys.* **160**, 53 (1995).
23. *H. Hudson, B. Haisch, K. T. Strong*, *J. Geophys. Res.* **100**(A3), 3473 (1995).
24. *Z. Švestka, E. W. Cliver*, *IAU Coll. 123, Lecture Notes in Physics* **399**, 1 (1992).
25. *И. Ю. Григорьева, А. Б. Струминский, А. Н. Шаховская*, *Геомагнетизм и аэронаука* **60**, 710 (2020).
26. *А. В. Struminsky, Yu. I. Logachev, I. Yu. Grigorieva, A. M. Sadovskii*, *Geomagnetism and Aeronomy* **60**, 1057 (2020).
27. *D. A. Guidice, E. W. Cliver, W. R. Barron, S. Kahler*, *Bull. American Astron. Soc.* **13**, 553 (1981).
28. *И. Н. Шарыкин, А. Б. Струминский, И. В. Зимовец*, *Письма в Астрон. журн.* **41**, 57 (2015).
29. *C. Li, A. Kazi, L. Firoz, P. Sun, L. I. Miroshnichenko*, *Astrophys. J.* **770**, id. 34 (2013).
30. *N. Gopalswamy, S. Yashiro, G. Michalek, G. Stenborg, A. Vourlidas, S. Freeland, R. Howard*, *Earth, Moon and Planet* **104**, (2009).
31. *R. Müller-Mellin, H. Kunow, V. Fleißner, E. Pehlke, et al.*, *Sol. Phys.* **162**, 483 (1995).
32. *А. Б. Струминский, И. Ю. Григорьева, Ю. И. Логачев, А. М. Садовский*, *Астрофизика* **63** (3), 437 (2020).
33. *А. Б. Струминский, И. Ю. Григорьева, Ю. И. Логачев, А. М. Садовский*, *Известия РАН: Серия физическая* **85**(8), 1180 (2021).
34. *А. Б. Струминский*, *Астрон. журн.* **80**, 992 (2003).
35. *A. Struminsky*, *J. of Physics: Conference Series* **409**, 012148 (2013).
36. *А. Б. Струминский*, *Известия РАН: Серия физическая* **83**(5), 1180 (2019).
37. *N. Gopalswamy, S. Yashiro, N. Thakur, P. Mäkelä, H. Xie, S. Akiyama*, *Astrophys. J.* **833**, 216 (2016).
38. *Z. Švestka*, *Space Science Rev.* **95**, 135 (2001).
39. *Е. Г. Бережко, С. Н. Танеев*, *Письма в Астрон. журн.* **29**, 601 (2003).

РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ РАДИОЛИНИИ НА СОЛНЦЕ

© 2022 г. А. Ф. Дравских^{1, *}, Ю. А. Дравских¹

¹Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Санкт-Петербургский филиал, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: dedalfed@mail.ru

Поступила в редакцию 14.12.2021 г.

После доработки 21.02.2022 г.

Принята к публикации 21.02.2022 г.

Линии, наблюдаемые в астрономических объектах, позволяют получать уникальную информацию о них. В настоящее время в спектре Солнца обнаружена только одна радиолиния тонкой структуры водорода $2^2P_{3/2}-2^2S_{1/2}$ на частоте 9845 МГц (3.05 см). Найдено также, что в спектре солнечных активных образований над пятнами с большой вероятностью наблюдаемы еще две линии тонкой структуры водорода: $3^2P_{3/2}-3^2S_{1/2}$ и $3^2D_{3/2}-3^2P_{1/2}$ на частотах 2917 и 3237 МГц (10.28 и 9.27 см). Анализ многолетних спектральных наблюдений Солнца на радиотелескопе РАТАН-600 показал, что в спектре солнечных активных образований над пятнами должны наблюдаться многочисленные рекомбинационные радиолинии водорода и других элементов.

Ключевые слова: солнечное радиоизлучение, спектр радиоизлучения активных образований над солнечными пятнами, профили Пашена-Бака водородных рекомбинационных радиолиний, нейтральный водород над солнечными пятнами, перспективы наблюдения рекомбинационных радиолиний в спектре Солнца

DOI: 10.31857/S0004629922060032

1. ВВЕДЕНИЕ

Наблюдения на радиотелескопе РАТАН-600 показали [1], что в спектре излучения Солнца наблюдается радиолиния $2^2P_{3/2}-2^2S_{1/2}$ на частоте 9845 МГц (3.05 см), связанная с переходами в тонкой структуре атома водорода, возбужденного до уровня с главным квантовым числом $n = 2$. Это пока единственная радиолиния, наблюдаемая в спектре Солнца в сантиметровом диапазоне. Впервые на возможность наблюдений Солнца в радиолинии $H_{3.05}$ указал в 1952 г. Wild [2]. Уже в 1958 г. наблюдение Солнца во время затмения показало потемнение диска Солнца к краю на частоте линии 9845 МГц. В дальнейшем были обнаружены признаки присутствия линии во всплесках радиоизлучения Солнца [3, 4], обнаружено ее присутствие на Солнце с помощью радиотелескопа диаметром 3 м, и получен ее частотный профиль, хорошо совпадающий с теоретическим [5]. По наблюдениям на радиотелескопе РАТАН-600 (Р-600) также сообщалось о возможном присутствии на Солнце этой линии [6–8]. Наконец, после расчета зеемановского расщепления для этой линии и его применения для обработки наблюдений было надежно установлено, что интенсивность этой линии на участках спокойного Солнца составляет ~1% от фона, а в активных образованиях над пятнами (АО) – 10 и более процентов от

фона АО, где она наблюдается в поглощении [1]. В работе [9] показано, что в спектре излучения АО над пятнами могут наблюдаться в поглощении еще две радиолинии тонкой структуры водорода для $n = 3$ (2917 МГц, 10.28 см) и (3237 МГц, 9.27 см). В работе замечено, что обилие атомов нейтрального водорода над АО возрастает с ростом высоты над фотосферой. Следовательно, в АО может наблюдаться серия более длинноволновых радиолиний тонкой структуры для главных квантовых чисел $n = 3, 4, \dots$, имеющих меньшие вероятности спонтанных переходов. Наличие нейтрального водорода над пятнами подтверждено наблюдениями на инфракрасном спектрополяриметре [10].

Физические условия над пятнами, выявленные в наблюдениях и исследованиях в статьях [1, 9, 10], приводят к заключению о возможности наблюдения в АО и рекомбинационных радиолиний водорода и других элементов.

Спектральный комплекс радиотелескопа Р-600, обладающий большим диапазоном анализируемого спектра (3–18 ГГц), к сожалению, имеет весьма низкое спектральное разрешение (84 канала шириной ~120 МГц, расставленных через 187.5 МГц [11]). Рекомбинационные линии водорода в этом диапазоне (для главных квантовых чисел $n > 20$) имеют ничтожную естественную

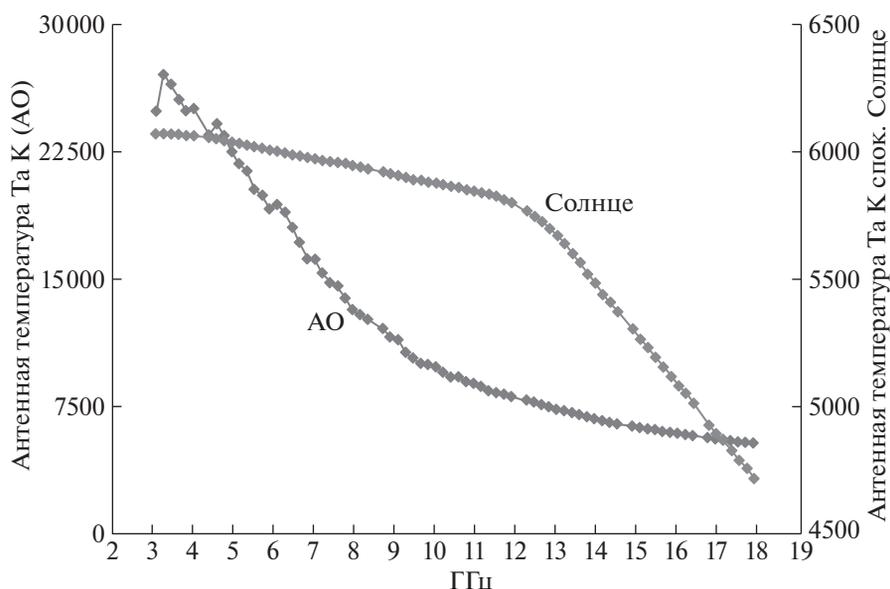


Рис. 1. Средние спектры излучения 31 АО и 30 – спокойного Солнца.

ширину [12]. То есть, спектральный комплекс Р-600 не пригоден для наблюдения профилей рекомбинационных радиолиний. Однако анализ данных многолетних спектральных наблюдений Солнца на Р-600 позволяет сделать вывод о том, что рекомбинационные радиолинии в спектрах АО наблюдаемы. Решающим основанием для такого заключения является очень высокий уровень неоднородности спектров всех АО по сравнению с таковым для спокойного Солнца.

2. НЕОДНОРОДНОСТИ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ АКТИВНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ НАД ПЯТНАМИ И СПОКОЙНОГО СОЛНЦА

В настоящей работе все спектры АО относятся к максимумам их интенсивности. На рис. 1 показаны средние спектры излучения 31 АО и 30 – спокойного Солнца. Легко видеть, что эти спектры имеют разную степень гладкости. В дальнейшем мы будем использовать средний из 30 спектров спокойного Солнца как некий стандартный спектр спокойного Солнца.

Чтобы оценить различия в неоднородностях спектров этих объектов, исключим из спектров средние значения. На рис. 2 показан процесс исключения среднего значения спектра на примере АО 12673. Неоднородностью спектра назовем разность между спектром и аппроксимирующей кривой (в данном случае полиномом 5-й степени). Неоднородность представлена на рис. 3.

На рис. 4 показана эта неоднородность в процентах к средней интенсивности АО, а на рис. 5 – неоднородность в процентах к средней интенсивности при условии, что из интенсивности АО ис-

ключена доля, относящаяся к спокойному Солнцу (сС). Соотношение процентов неоднородностей спектров АО 12673 и сС показано на рис. 6. Среднеквадратические значения неоднородностей спектров этих объектов σ отличаются почти в 20 раз, они составляют, соответственно, 4.55 и 0.228%.

Столь большое преобладание неоднородности спектра АО над таковым для спокойного Солнца указывает на наличие некоего когерентного механизма генерации этих неоднородностей в АО. На рис. 7 приведены неоднородности средних спектров двух групп АО по 10 АО в каждой группе. В одной из групп все АО более мощные, чем во второй группе. Коэффициент корреляции этих кривых составляет 0.915, что указывает на устойчивость этого когерентного механизма генерации излучения.

На рис. 8 представлены среднеквадратические значения неоднородностей спектров целого ряда АО, имеющих разные интенсивности. Видно, что всем им присущ большой уровень неоднородности спектра.

3. РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ РАДИОЛИНИИ ВОДОРОДА И ДРУГИХ ЭЛЕМЕНТОВ МОГУТ БЫТЬ ПРИЧИНОЙ ВЫСОКОГО УРОВНЯ НЕОДНОРОДНОСТИ СПЕКТРА РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ АКТИВНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ НАД СОЛНЕЧНЫМИ ПЯТНАМИ

Наиболее известные рекомбинационные линии Солнца – водородные серии Лаймана (ультрафиолет), Бальмера (видимый диапазон), Па-

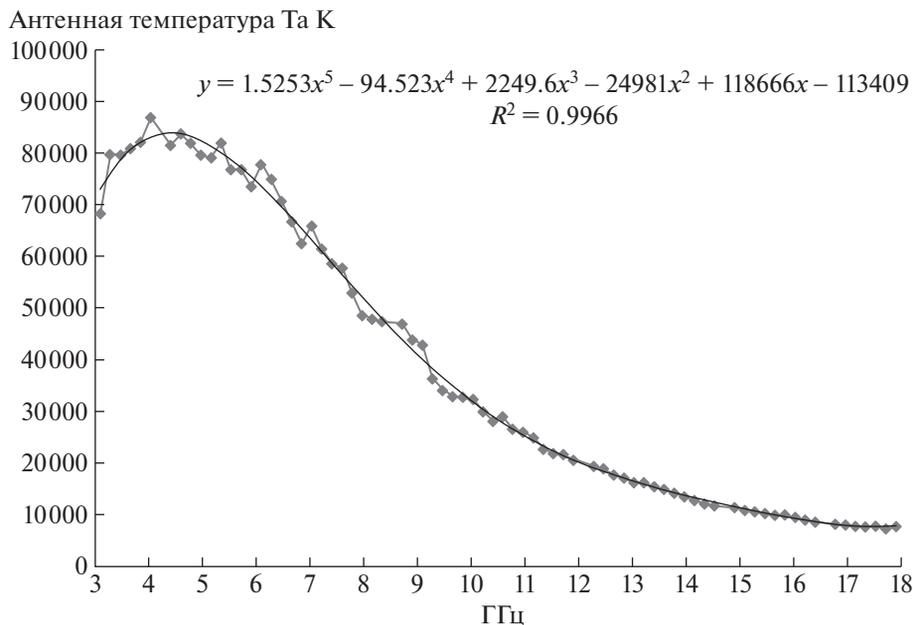


Рис. 2. Спектр АО 12673, аппроксимированный полиномом 5-й степени.

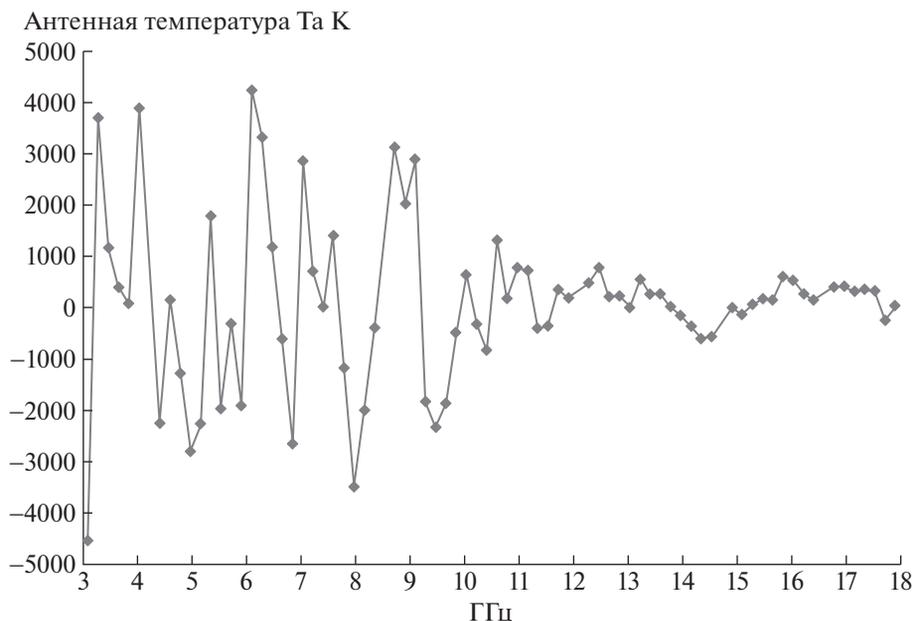


Рис. 3. Неоднородность спектра АО 12673.

шена (инфракрасный) и т.д. Рекомбинационным радиолиниям (РРЛ) посвящена превосходная монография [12]. РРЛ в межзвездной среде предсказаны в 1959 г. Кардашевым [13] и обнаружены в 1964 г. А.Ф. Дравских, З.В. Дравских [14] ($H10\alpha$), а также Сороченко и Бороздичем [15] ($H90\alpha$). В разреженной межзвездной среде РРЛ заполняют весь радиодиапазон от субмиллиметров до дециметров, что соответствует возбужде-

нию до главного квантового уровня $n = 1000$. В излучении Солнца обнаружено несколько РРЛ различных элементов на чрезвычайно высоких частотах. Наиболее низкочастотная из обнаруженных в излучении хромосферы РРЛ, принадлежащая водороду, $H21\alpha$, имеет частоту 662 ГГц [16].

Частоты РРЛ водорода и других водородоподобных элементов (возбужден только один внеш-



Рис. 4. Неоднородность спектра АО 12673 в процентах к средней интенсивности.



Рис. 5. Неоднородность спектра АО 12673 в процентах к средней интенсивности, из которой исключено спокойное Солнце.

ний электрон) отличаются очень мало. В диапазоне частот спектрального комплекса Р-600 это различие не превосходит 10 МГц. Это значит, что РРЛ водорода и любых других элементов будут попадать в один и тот же частотный канал спектрографа Р-600. Однако частоты РРЛ ионов для тех же n будут существенно различаться.

В работе [1] неожиданно обнаружилось, что радиолиния тонкой структуры водорода $2^2P_{3/2} - 2^2S_{1/2}$ (9845 МГц) наблюдается в спектре АО над пятнами с большой интенсивностью в поглоще-

нии. В работе [9] показано, что с большой вероятностью в АО должны наблюдаться еще две линии тонкой структуры водорода на частотах 2917 и 3237 МГц. Все это указывает на недостаточное знание условий, существующих в АО над пятнами. Требуется объяснения и наличие огромной неоднородности спектров в АО по сравнению с таковой для спокойного Солнца. Трудно представить, что спокойные механизмы генерации излучения, тормозной и гиромангнитный, могут быть причиной такой неоднородности спектра

Неоднородности спектров АО 17863 и спокойного Солнца
в процентах к их средним интенсивностям

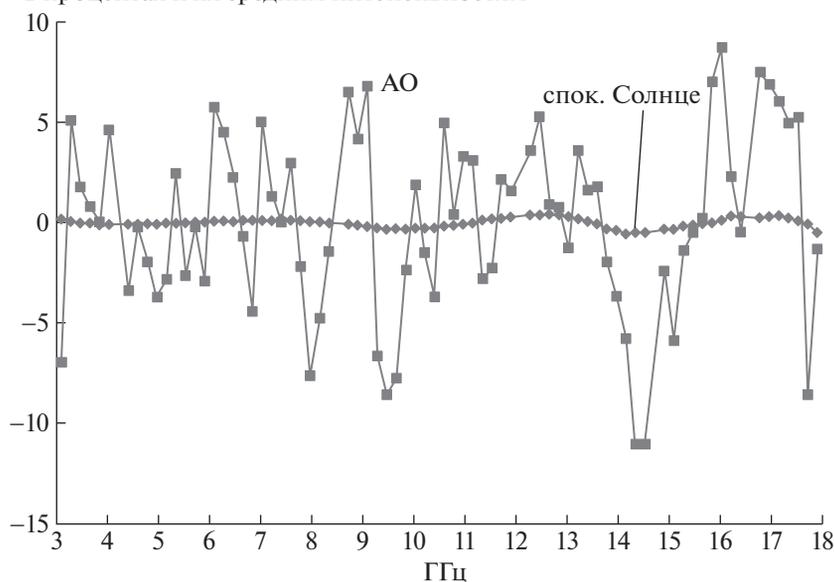


Рис. 6. Неоднородности спектров АО 12673 и спокойного Солнца в процентах к их интенсивностям.

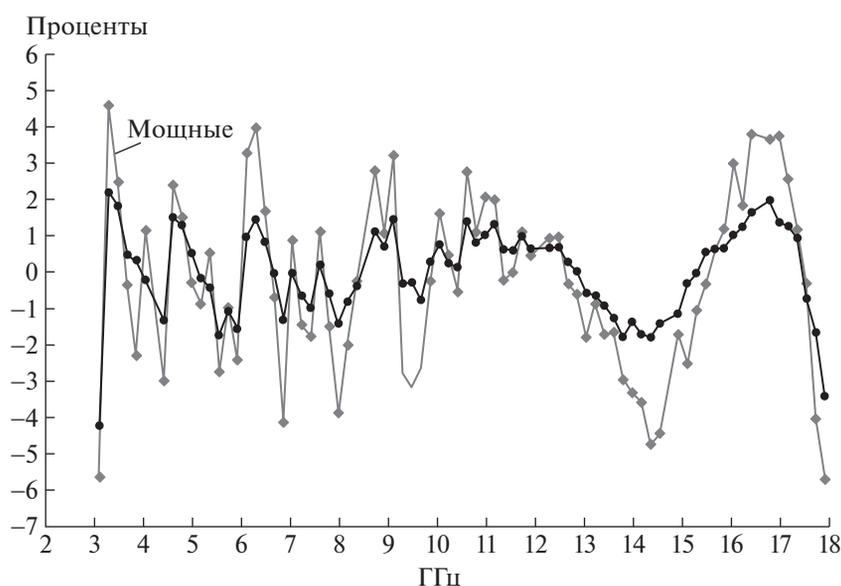


Рис. 7. Сравнение неоднородностей средних спектров двух групп АО, по 10 АО в каждой группе.

АО. Учитывая недостаточность знаний параметров среды в АО над пятнами, можно допустить наличие РРЛ водорода и других элементов в спектрах АО. РРЛ распределены по спектру дискретно и при достаточной интенсивности могут быть искомым источником неоднородности спектров.

Оценим, при каких параметрах среды в АО возможно образование РРЛ, предположительно создающих столь большую неоднородность спектра АО. Температура T среды над пятнами состав-

ляет 4300–5500 К [17]. Эта частично ионизованная среда поднимается от фотосферы в корону. В пятне присутствует достаточно сильное магнитное поле, препятствующее проникновению в эту среду горячей плазмы короны. Плотность среды у основания пятна известна плохо. При подъеме в корону меняется форма магнитного поля, замагниченный объем среды растет, плотность среды падает.

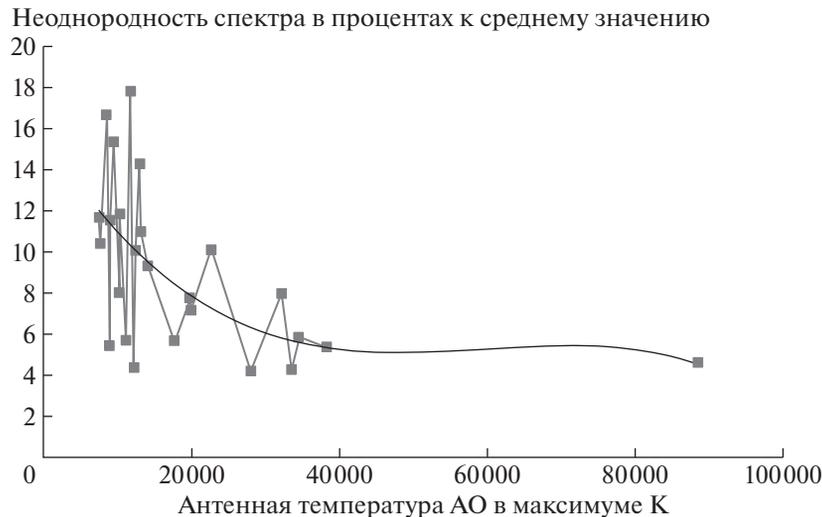


Рис. 8. Среднеквадратические значения неоднородностей спектров ряда АО, имеющих разные интенсивности.

Факторами, мешающими образованию эффекта, являются доплеровское и штарковское уширения РРЛ. Доплеровское уширение [12], формула (2.18, стр. 36)

$$\Delta v_d \approx 7.16233 \times 10^{-7} \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2} v_0, \quad (1)$$

зависит от отношения T/M , где M — масса элемента в атомных единицах массы (для преобладающего элемента, водорода, $M = 1.007825035$), T — температура в Кельвинах, v_0 — частота линии. Для водорода при $T = 30000$ К и $v_0 = 8$ ГГц $\Delta v_d = 0.99$ мегагерца. Как мы увидим в дальнейшем, это малая величина по сравнению со штарковским уширением.

Основным механизмом штарковского уширения РРЛ [12] являются неупругие соударения возбужденных атомов с электронами (формула (2.49, стр. 50))

$$\Delta v_s \approx \frac{5.16 \times 10^{-6} N_e n^4}{\sqrt{T_e}} \ln(8.25 \times 10^{-6} T_e n), \quad (2)$$

где N_e — электронная плотность в см^3 , n — квантовое число (уровень возбуждения), T_e — электронная температура. Обратим внимание, что штарковское уширение (ШУ) пропорционально уровню возбуждения n более чем в 4-й степени. Это значит, что РРЛ не видны в хромосфере потому, что при высокой электронной плотности в хромосфере ШУ их размывает и делает необнаруживаемыми.

Поскольку неоднородность спектров в АО наблюдается во всем РАТАНовском диапазоне, попробуем выяснить, при каких значениях электронной плотности N_e это возможно. На рис. 9 показаны распределение РРЛ водорода в

РАТАНовском диапазоне частот (вверху) и плотность их распределения (внизу).

Каждая рекомбинационная линия (любого элемента) имеет тонкую структуру (т.е. расщеплена). Однако расщепление линий, обусловленное тонкой структурой термов, при высоких значениях главных квантовых чисел n (от 70 до 130) составляет ничтожную величину ($\sim 1/n^3$), от 100 герц до 5 герц [12]. Именно эти уровни n при переходах типа $(n+1) \rightarrow n$ обеспечивают частоты РРЛ, лежащие в РАТАНовском диапазоне. Зеемановское расщепление при тех магнитных полях, которые наблюдаются в АО (~ 100 гаусс и более) [1, 9], будет на много порядков превосходить расщепление, связанное с тонкой структурой термов. В таком случае расщепление линий в магнитном поле будет подчиняться эффекту Пашена-Бака [18], т.е. в магнитном поле линии будут расщепляться на три компонента. В качестве исходной линии, которая будет расщепляться в соответствии с эффектом Пашена-Бака, мы принимаем сигнал, представляющий собой тесные компоненты, расщепленные в связи с тонкой структурой термов. Частота этого сигнала может быть положена равной частоте рекомбинационной линии в отсутствие магнитного поля. В этом случае расщепление исходной линии будет происходить по формуле (1), [18], стр. 331

$$\Delta v = \pm \frac{1}{4\pi C} \left(\frac{e}{m_e} \right) H, \quad (3)$$

где C — скорость света, e — заряд электрона, m_e — масса электрона, $\Delta v = \pm 1.3996 \cdot H$, где Δv — в мегагерцах, H — в гауссах.

Частота среднего компонента будет совпадать с исходной линией, а боковые компоненты будут смещены на Δv в противоположные стороны.

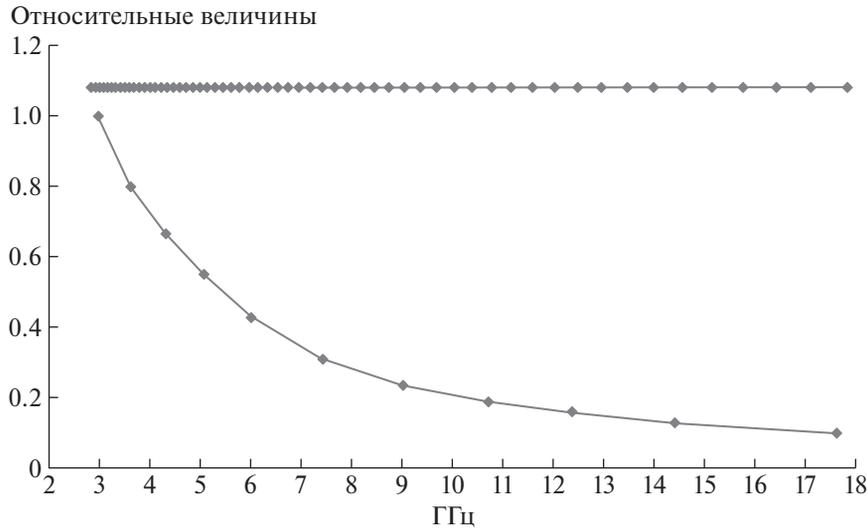


Рис. 9. Плотность распределения РРЛ водорода в диапазоне спектрографа РАТАН-600.

Средний компонент будет линейно поляризован вдоль магнитного поля, а боковые — поляризованы по кругу в противоположных направлениях.

На рис. 10 показана модель неоднородности спектра вместе с реальной неоднородностью АО 12673. Для создания модели использованы РРЛ водорода и некоторая закономерность распределения магнитного поля с высотой над фотосферой, а также форма частотной характеристики каналов спектрографа. Модель и реальная неоднородность не совпадают. Это естественно, поскольку не учтены РРЛ других элементов и их ионов.

4. ОЦЕНКА ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ СРЕДЫ НАД АО

РРЛ закономерно распределены по всему спектру частот. Основным фактором, ограничивающим возможность наблюдения РРЛ в солнечных условиях, является штарковское уширение (ШУ) линий, связанное с неупругими соударениями высоковозбужденных атомов с электронами [12].

Если ШУ будет настолько сильно размывать РРЛ, что соседние линии будут сливаться, то наблюдаемая на Р-600 неоднородность спектра исчезнет. Пусть критерием максимально допустимого размыва двух соседних линий будет ситуация, когда между двумя соседними линиями интенсивность становится равной 0.5 интенсивности линий. Для вычисления профиля линий РРЛ использовано уравнение (2.24, стр. 40) [12]

$$f(\nu) = \frac{2\delta\nu}{\pi \left[4(\nu - \nu_0)^2 + (\delta\nu)^2 \right]}, \quad (4)$$

где ν_0 — центральная частота линии, $\delta\nu$ — полуширина линии. Так как естественная ширина РРЛ и их доплеровское уширение малы, то, при наличии штарковского уширения, $\delta\nu$ с большой точностью равно ШУ.

На рис. 11 показан пример принятого нами предельно допустимого уширения двух соседних РРЛ. Поскольку расстояние между соседними РРЛ зависит от их положения в спектре, то нужно будет провести оценку допустимого уширения и соответствующей N_e на низкочастотном (нч) и высокочастотном (вч) краях диапазона спектрографа Р-600. Чтобы образовалась такая конфигурация, необходимо, чтобы $\delta\nu = \text{ШУ}$ на нч крае составляло 45 МГц, а на вч крае — 450 МГц.

Из уравнения (2.49, стр. 50) [12] получено выражение (5) зависимости электронной плотности среды N_e от параметров среды и величины ШУ:

$$N_e \approx \frac{\delta\nu \sqrt{T_e}}{5.16 \times 10^{-6} n^4 \ln(8.25 \times 10^{-6} T_e n)}, \quad (5)$$

где n — главное квантовое число (уровень возбуждения), T_e — электронная температура. N_e слабо зависит от T_e . Положим $T_e = 5000$ К, тогда для нч края ($n = 127$), $N_e = 1.4 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$, а для вч края ($n = 72$) $N_e = 2.5 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$.

Поскольку большие неоднородности спектров АО наблюдаются во всем диапазоне спектральных наблюдений Р-600 и поскольку мы полагаем, что ответственными за эти неоднородности являются РРЛ, то мы должны выбрать меньшую из полученных N_e и считать, что электронная концентрация среды над АО достигает столь малой величины, как $N_e = 1.4 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$.

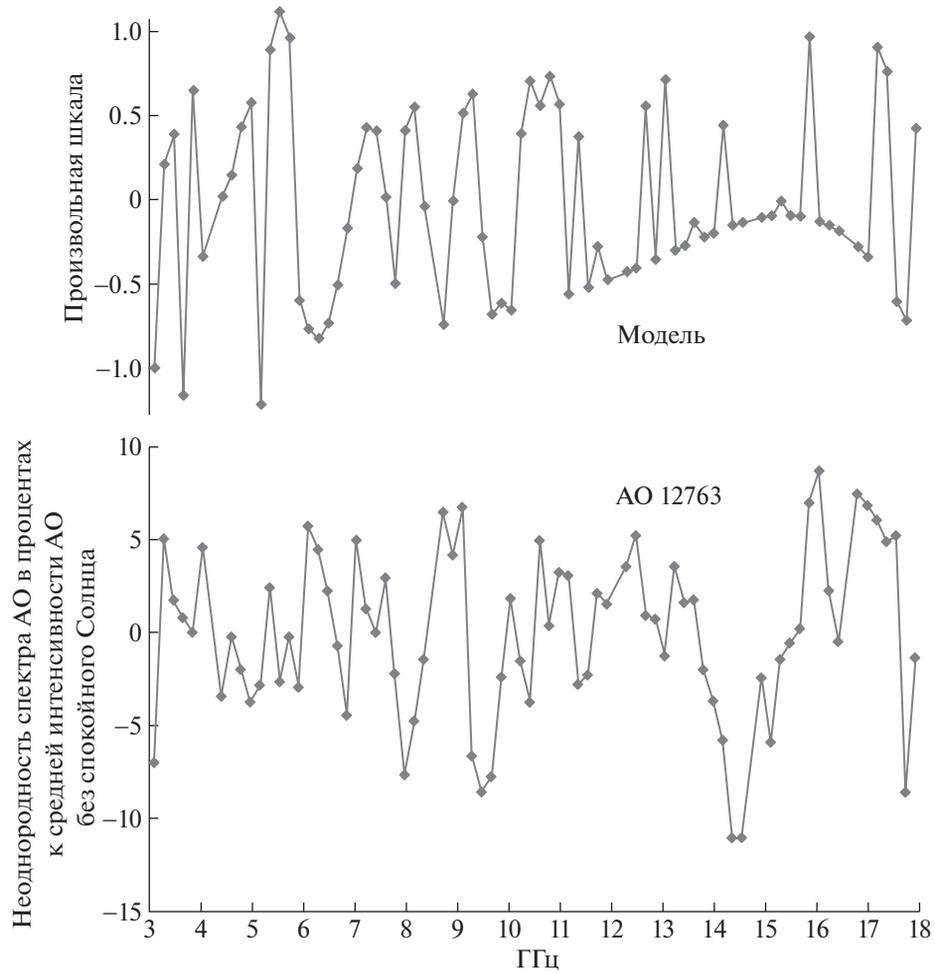


Рис. 10. Неоднородность спектра АО12673 и ее модель из РРЛ водорода.

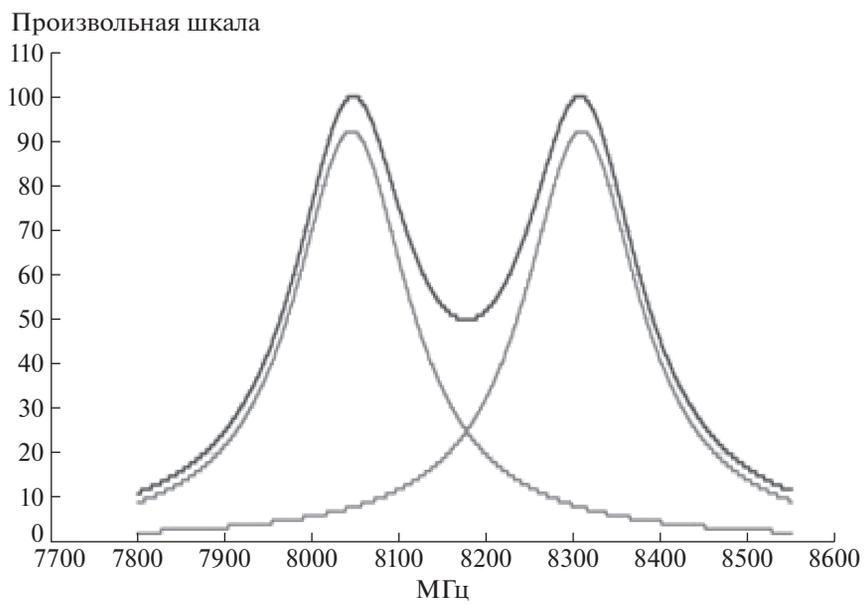


Рис. 11. Принятое предельно допустимое уширение соседних РРЛ.

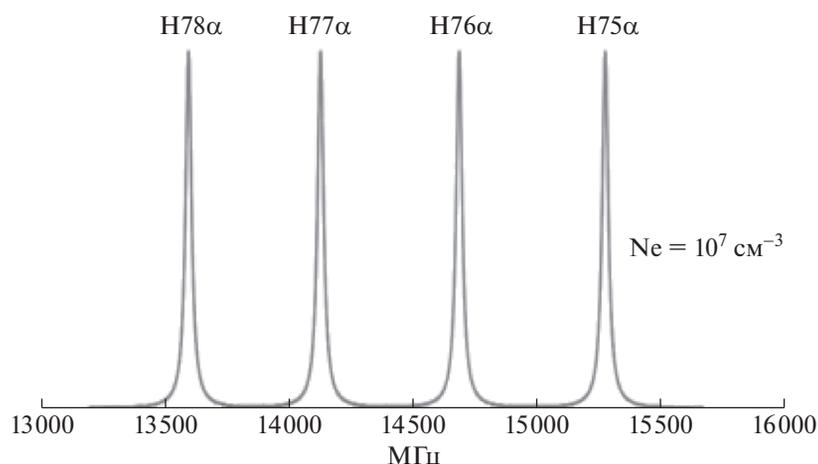


Рис. 12. Профили РРЛ водорода в области частот 13–16 ГГц.

5. ДИСКУССИЯ

Проведено много попыток обнаружения рекомбинационных радиолиний (РРЛ) в излучении хромосферы Солнца [12]. Все обнаруженные на Солнце РРЛ лежат в области чрезвычайно высоких частот. Наиболее низкочастотная из обнаруженных в излучении хромосферы РРЛ, принадлежащая водороду, $H21\alpha$, имеет частоту 662 ГГц [16].

Херсонский и Варшалович [19] указывали на возможность обнаружения РРЛ на более низких частотах в излучении солнечных пятен. В настоящей работе нет очевидных фактов, указывающих на наблюдаемость РРЛ в спектрах АО над солнечными пятнами. Однако есть совокупность данных, которые трудно объяснить, не привлекая к рассмотрению РРЛ. Эти данные таковы:

1) В АО обнаружена очень яркая линия поглощения тонкой структуры водорода (9845 МГц, 3.05 см) [1], которую никто не смог предсказать.

2) На основании особенностей спектра АО на частотах ~ 3 ГГц появилось предсказание о вероятной наблюдаемости еще двух ярких линий поглощения тонкой структуры водорода в АО на частотах 2917 и 3237 МГц (10.28 см) и (9.27 см) [9], которые по физическим соображениям невозможно наблюдать в стандартной атмосфере хромосферы из-за очень малого значения их вероятности спонтанного перехода [2]. Это показывало, что параметры среды над АО пока известны плохо, что в АО должно быть много нейтрального водорода, относительное обилие которого с высотой возрастает.

3) Действительно, в работе [10] по результатам наблюдений на инфракрасном спектрополяриметре была предложена схема образования холодного атомарного водорода в атмосфере над солнечными пятнами.

4) Наконец, основным фактором, побудившим рассмотреть возможность наблюдаемости РРЛ в спектрах АО, стала чрезвычайно высокая степень неоднородности спектров АО по сравнению с таковой спектра спокойного Солнца. Оказалось, что с помощью РРЛ можно объяснить эту особенность спектров АО.

Для обнаружения РРЛ в солнечных пятнах нужен полноповоротный радиотелескоп (диаметром ~ 30 м) и спектрограф умеренных параметров: полоса анализа от 1000 до 3000 МГц, разрешающая способность ~ 1 МГц, шумовая температура 300 К. Полоса анализа должна быть в области достаточно высоких частот. Если рассматривать диапазон Р-600, то полосу анализа следует выбрать от 13 до 16 ГГц по следующим соображениям. В этой области, судя по результатам настоящей работы, наибольшая неоднородность спектра АО, штарковское уширение здесь невелико (при $N_e = 10^7 \text{ см}^{-3}$ $\delta\nu \approx 29$ МГц), здесь должны присутствовать 4 РРЛ водорода ($H78\alpha$ – $H75\alpha$) (рис. 12) и других водородоподобных атомов, а также их ионов. Расстояние между соседними РРЛ достаточно велико (560 МГц). Поскольку в АО присутствует магнитное поле, то там же будут наблюдаться и компоненты расщепления РРЛ эффектом Пашена-Бака. Положение в спектре исходных РРЛ от магнитного поля не зависит.

6. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Работы [1, 9, 10] показали, что в активных образованиях над солнечными пятнами (АО) присутствует достаточно много нейтрального водорода.

1) Анализ многолетних спектральных наблюдений Солнца на радиотелескопе РАТАН-600 показал, что во всех активных образованиях (АО)

над пятнами неоднородность (негладкость) спектра превышает таковую для спокойного Солнца примерно в 20 раз. Спектры самих неоднородностей спектра АО устойчивы, т.е. между спектрами неоднородностей разных АО существует высокий коэффициент корреляции (>0.9). Все это указывает на наличие некоего механизма генерации когерентного излучения в АО, порождающего высокую неоднородность спектра.

2) Показано, что таким механизмом могут быть рекомбинационные радиолинии (РРЛ) водорода и других элементов.

3) Показано, что электронная плотность среды над АО, в которой генерируются РРЛ, должна достигать столь малой величины, как $N_e = 1.4 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$. При этом должны наблюдаться низко-частотные РРЛ вплоть до H128 α (3099 МГц).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. Ф. Дравских, Н. Г. Петерова, Н. А. Топчило, Астрон. журн. **96**, 246 (2019).
2. J. P. Wild, Astrophys. J. **115**, 206 (1952).
3. А. Ф. Дравских, Известия ГАО **164**, 128 (1960).
4. А. Ф. Дравских, Известия ГАО **172**, 40 (1964).
5. А. Ф. Дравских, З. В. Дравских, Астрон. журн. **65**, 199 (1988).
6. Н. А. Топчило, Н. Г. Петерова, Т. П. Борисевич, Астрон. журн. **87**, 75 (2010).
7. V. M. Bogod, L. V. Yasnov, Solar Phys. **291**, 3317, (2016).
8. C. Alissandrakis, V. Bogod, T. Kaltman, and N. Peterova, CESRA 2016: Solar Radio Physics from the Chromosphere to Near Earth. WG 3: Fine structures and radio wave propagation (2016).
9. А. Ф. Дравских, Ю. А. Дравских, Астрон. журн. **98**, 694, (2021).
10. S. A. Jaeggli, H. Lin, and H. Uitenbroek, Astrophys. J. **745**, 133, (2012).
11. В. М. Богод, А. М. Алесин, А. А. Перваков, Астрофиз. бюлл. **66**, 2 (2011).
12. Р. Л. Сороченко, М. А. Гордон Рекомбинационные радиолинии (М.: Физматлит, 2003).
13. Н. С. Кардашев, Астрон. журн. **36**, 813 (1959).
14. А. Ф. Дравских, З. В. Дравских, Астрон. цирк., вып. 282, 2, (1964).
15. Р. Л. Сороченко, Э. В. Бородзич, Докл. Акад. наук СССР **163**, 603 (1965).
16. T. A. Clark, D. A. Naylor, G. R. Davis, Astron. and Astrophys., **361**, L60, (2000).
17. В. В. Железняков Радиоионизлучение Солнца и планет (М.: Наука, 1964).
18. С. Э. Фриш Оптические спектры атомов (М.: Физматгиз, 1963).
19. В. К. Херсонский, Д. А. Варшалович, Астрон. журн. **57**, 621, (1980).

ОБ УЧЕТЕ ЭФФЕКТА ЯРКОВСКОГО В СИСТЕМАХ ОТСЧЕТА, СВЯЗАННЫХ С РАДИУСОМ-ВЕКТОРОМ И ВЕКТОРОМ СКОРОСТИ

© 2022 г. Т. Н. Санникова*

ФГБУН Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

*E-mail: tnsannikova@craocrimea.ru

Поступила в редакцию 11.03.2022 г.

После доработки 31.03.2022 г.

Принята к публикации 31.03.2022 г.

Рассмотрено движение астероида в центральном гравитационном поле при наличии дополнительного возмущающего ускорения, возникающего за счет эффекта Ярковского. Долгосрочная эволюция орбиты исследована с помощью аналитического решения осредненных уравнений движения в двух орбитальных системах отсчета: \mathcal{O}_1 , связанной с радиусом-вектором, и \mathcal{O}_2 , связанной с вектором скорости. Значения компонентов ускорения Ярковского найдены как средние за орбитальный период на основе теплофизических характеристик и параметров вращения малого тела в рамках линейной теплофизической модели силы Ярковского для сферических астероидов. Для модельных астероидов с различными эксцентриситетами орбит для обеих систем отсчета найдены дрейфы средней аномалии и большой полуоси, а также смещение относительно невозмущенного положения за 1000 орбитальных оборотов. В результате получено, что дрейфы большой полуоси и средней аномалии, также как и смещения, отличаются менее чем на 1% при малых эксцентриситетах (до 0.5). При $e_0 > 0.5$ величины, найденные в системе \mathcal{O}_1 , всегда больше тех же величин в системе \mathcal{O}_2 . При $e_0 \sim 0.5-0.7$ их отличие не превышает 6%, постепенно увеличиваясь с ростом e_0 . При $e_0 > 0.7$ эти отличия растут экспоненциально. Таким образом, при моделировании эффекта Ярковского трансверсальным ускорением ожидаемые значения дрейфов и смещения для объектов с высокоэллиптическими орбитами могут оказаться завышенными, что может быть одним из факторов низкого обнаружения эффекта Ярковского непосредственно из астрометрических наблюдений.

Ключевые слова: общие вопросы небесной механики, эффект Ярковского, тангенциальное ускорение, трансверсальное ускорение, радиальное ускорение, нормальное ускорение, дрейф большой полуоси, дрейф средней аномалии, смещение относительно невозмущенного положения, астероиды, сближающиеся с Землей

DOI: 10.31857/S0004629922070052

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время человечество осознало реальность угрозы столкновения Земли с малыми телами Солнечной системы. Для предотвращения этой угрозы необходимо выявить потенциально опасные объекты, определить их орбиты и оценить вероятность их столкновения или тесного сближения с Землей. Для повышения точности прогнозирования движения тела необходимо учитывать негравитационные эффекты, в частности эффект Ярковского. Этот эффект возникает вследствие теплового излучения вращающегося тела, имеющего ненулевую тепловую инерцию, и вызывает вековые изменения эксцентриситета, большой полуоси и, прежде всего, средней аномалии, изменение которой квадратично растет со временем. Таким образом, эффект Ярковского играет существенную роль в эволюции орбит ма-

лых тел, поэтому определение величины этого эффекта и изучение его влияния на астероиды, сближающиеся с Землей (АСЗ), являются необходимой составляющей для расчета их орбит и оценки их потенциальной опасности для Земли. Также эффект Ярковского считается одной из причин миграции астероидов в резонансные зоны Главного пояса, после чего они могут пополнить популяцию АСЗ. Кроме того, покрытие объекта специальным веществом для изменения орбиты с помощью эффекта Ярковского предлагается как один из способов воздействия на космические объекты, угрожающие столкновением с Землей.

Для учета эффекта Ярковского и изучения его влияния на долгосрочную эволюцию орбиты малого тела необходимо знать значения компонентов возмущающего ускорения, возникающего благодаря этому эффекту. В настоящее время

наиболее распространенным методом оценки величины эффекта Ярковского является дифференциальная коррекция орбиты [1–4]. Поскольку эффект Ярковского приводит к вековым возмущениям большой полуоси, используется трансверсальное ускорение в виде

$$\mathbf{a}_r = A_2 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \hat{\mathbf{t}},$$

где r – гелиоцентрическое расстояние до астероида, $r_0 = 1$ а.е., A_2 – динамический параметр, определяемый в орбитальной подгонке вместе с элементами орбиты. Далее оценивается дрейф большой полуоси орбиты, и этот дрейф учитывается при прогнозировании движения астероида. Тем не менее значительная часть эффекта при определении его этим способом остается неучтенной, что может вызвать заметные ошибки при прогнозировании движения тела на основе найденной орбиты [5].

Более точным, на наш взгляд, является вычисление компонентов ускорения на основе какой-либо модели силы Ярковского. В настоящее время ведется обширная работа по определению теплофизических характеристик малых тел с помощью наблюдений, получаемых в наземных и орбитальных обсерваториях, например, определение формы и параметров вращения астероидов по их фотометрии [6, 7], определение диаметра и геометрического альbedo по общему тепловому излучению тел, полученному в результате 4-полосной тепловой инфракрасной съемки всего неба, проведенной находящимся на околоземной орбите инфракрасным телескопом (проект NEOWISE) [8], уточнение тепловых характеристик поверхности при лабораторных исследованиях образцов метеоритного и астероидного вещества [9], а также в результате космических миссий к астероидам [10–12]. В будущем, при расширении знаний о свойствах малых тел явный учет эффекта Ярковского станет более предпочтительным.

Как упоминалось выше, при оценке дрейфа большой полуоси вследствие эффекта Ярковского возмущающее ускорение обычно моделируют трансверсальным компонентом. Однако тангенциальный компонент ускорения оказывает более непосредственное влияние на изменение скорости объекта и, как следствие, на дрейфы большой полуоси и средней аномалии. Это не принципиально для круговых орбит и при малых эксцентриситетах, когда трансверсальная и тангенциальная составляющие практически совпадают. Но для высокоэллиптических орбит это не так. Очевидно также, что величина изменения элементов орбиты не должна зависеть от выбора системы отсчета. Далее мы определим дрейфы элементов и смещение относительно невозмущен-

ного положения за 1000 орбитальных оборотов для модельных астероидов с теплофизическими характеристиками как у астероида 101 955 Venus, но с различными эксцентриситетами орбит в двух орбитальных системах и сравним их.

Для этого рассмотрим движение точки нулевой массы \mathcal{A} (Астероида) под действием притяжения к центральному телу \mathcal{S} (Солнцу) и возмущающего ускорения \mathbf{P}' , обратно пропорционального квадрату расстояния до \mathcal{S} , т.е. $\mathbf{P}' = \mathbf{P}/r^2$, и малого по сравнению с основным ускорением κ^2/r^2 :

$$\max \frac{|\mathbf{P}'|}{\kappa^2 r^{-2}} = \max \frac{|\mathbf{P}|}{\kappa^2} = \mu \ll 1. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{r} = \mathcal{S}\mathcal{A}$, $r = |\mathbf{r}|$, κ^2 – произведение постоянной тяготения на массу \mathcal{S} , μ – малый параметр. Пусть ускорение \mathbf{P}' обязано эффекту Ярковского. В этом случае удовлетворяется условие (1), так как для АСЗ диаметром менее 1 км типичное значение трансверсального параметра $A_2 \sim 10^{-15} - 10^{-13}$ а.е./сут², и для расстояния 1 а.е. $\mu \approx 10^{-9} \ll 1$. Компоненты вектора \mathbf{P} – постоянные и малые порядка μ величины. Для этой задачи в статье [13] получены эволюционные уравнения движения в средних элементах в первом порядке малости по μ для различных систем отсчета. В [14, 15] эти уравнения проинтегрированы для двух орбитальных систем отсчета: \mathbb{O}_1 , связанной с радиусом-вектором, и \mathbb{O}_2 , связанной с вектором скорости. В разделе 2 приведены частные решения, необходимые для исследования долгосрочной эволюции большой полуоси и средней аномалии.

Рассмотрим две системы отсчета с началом в \mathcal{S} : \mathbb{O}_1 с осями, направленными по радиусу-вектору, трансверсали (перпендикулярю к радиусу-вектору в плоскости оскулирующей орбиты в сторону движения) и бинормали (направленной по вектору площадей) и \mathbb{O}_2 с осями по вектору скорости, нормали к нему в плоскости оскулирующей орбиты и бинормали. Пусть вектор \mathbf{P} имеет компоненты P_r, P_t, P_n в системе \mathbb{O}_1 и $P_{\mathcal{X}}, P_{\mathcal{Y}}, P_n$ в \mathbb{O}_2 . Обозначим средние за орбитальный период значения компонентов вектора \mathbf{P} следующим образом: $S = \bar{P}_r, T = \bar{P}_t, \mathcal{X} = \bar{P}_{\mathcal{X}}, \mathcal{Y} = \bar{P}_{\mathcal{Y}}, W = \bar{P}_n$ и будем называть их радиальным, трансверсальным, тангенциальным, нормальным и бинормальным параметрами соответственно. В статье [16] выведены соответствующие выражения для параметров S, T, W на основе формул для составляющих ускорения Ярковского в проекции на оси системы \mathbb{O}_1 , полученных в рамках линейной

теплофизической модели силы Ярковского для сферических астероидов [17] и опубликованных в [18]. В настоящей статье выведены тангенциальный \mathfrak{Z} и нормальный \mathfrak{N} параметры (см. раздел 3).

В разделе 4 для модельных астероидов в двух орбитальных системах отсчета найдены дрейфы большой полуоси и средней аномалии, а также смещение относительно невозмущенного положения за счет эффекта Ярковского и проведено их сравнение.

2. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ

Как показано в [16], бинормальный компонент P_n в среднем за орбитальный период равен нулю ($W = 0$), поэтому используем частные аналитические решения.

Для системы отсчета \mathcal{O}_1 [14]:

$$\begin{aligned} t &= \frac{\kappa^2}{n_0 T} \left(\frac{\eta_0}{1 - \eta_0} \right)^3 \left(2 \ln \frac{\eta}{\eta_0} + \frac{1}{\eta} - \eta - \frac{1}{\eta_0} + \eta_0 \right), \\ a &= a_0 \left[\frac{\eta_0 (1 - \eta)}{\eta (1 - \eta_0)} \right]^2, \\ i &= i_0, \quad \Omega = \Omega_0, \quad \omega = \omega_0, \\ M &= M_0 + \frac{\kappa^2 - 2S}{T} \left(\eta + \ln \frac{1 - \eta}{1 - \eta_0} - \eta_0 \right), \end{aligned} \quad (2)$$

и для \mathcal{O}_2 [15]:

$$\begin{aligned} t &= \frac{\pi \eta_0^3 \kappa^2}{4 n_0 \mathfrak{Z}} \int_{e_0}^e \frac{e}{\eta^3 [\mathbf{E}(e) - \eta^2 \mathbf{K}(e)]} \times \\ &\times \left(\exp \int_{e_0}^e \frac{3x \mathbf{K}(x) dx}{2[\mathbf{E}(x) - (1 - x^2) \mathbf{K}(x)]} \right) de, \\ a &= a_0 \left(\frac{\eta_0}{\eta} \right)^2 \exp \left[\int_{e_0}^e \frac{e \mathbf{K}(e) de}{[\mathbf{E}(e) - \eta^2 \mathbf{K}(e)]} \right], \\ i &= i_0, \quad \Omega = \Omega_0, \\ \omega &= \omega_0 + \int_{e_0}^e \left\{ \frac{e \mathbf{K}(e)}{2[\mathbf{E}(e) - \eta^2 \mathbf{K}(e)]} \frac{\mathfrak{N}}{\mathfrak{Z}} \right\} de, \\ M &= M_0 + \int_{e_0}^e \left\{ \frac{\pi \kappa^2 e}{4[\mathbf{E}(e) - \eta^2 \mathbf{K}(e)] \mathfrak{Z}} + \right. \\ &\left. + \frac{e \eta \mathbf{K}(e)}{2[\mathbf{E}(e) - \eta^2 \mathbf{K}(e)]} \frac{\mathfrak{N}}{\mathfrak{Z}} \right\} de. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь и далее индексом 0 отмечены значения переменных в начальную эпоху $t = 0$, e – эксцентриситет, a – большая полуось, $n = \kappa a^{-3/2}$ – сред-

нее движение, $\eta = \sqrt{1 - e^2}$, i – наклон, Ω – долгота восходящего узла, ω – аргумент перицентра, M – средняя аномалия, а также использованы стандартные обозначения для полных эллиптических интегралов в нормальной тригонометрической форме [19]:

$$\begin{aligned} \mathbf{K}(e) &= \int_0^{\pi/2} \frac{dx}{\sqrt{1 - e^2 \sin^2 x}}, \\ \mathbf{E}(e) &= \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - e^2 \sin^2 x} dx. \end{aligned} \quad (4)$$

Решение (3) содержит определенные интегралы от комбинаций полных эллиптических интегралов, которые можно найти численными методами.

Первое выражение в системах (2), (3) представляет собой кинематическое уравнение, с помощью которого можно найти время, за которое произойдет заданное изменение эксцентриситета, и, наоборот, решая кинематическое уравнение $t(e) = \Delta t$ относительно e , найти изменение эксцентриситета за время Δt .

Область определения решений (2), (3) указана в [14, 15]. Там же даны представления этих решений в виде разложений в ряд по степеням эксцентриситета. Согласно [16] в случае решения (2) для системы отсчета \mathcal{O}_1 при $e \leq 0.8$ необходимо использовать степенные ряды, поэтому приведем их здесь:

$$\begin{aligned} t &= \frac{\kappa^2}{n_0 T} \left[\sum_{k=0}^{\infty} \frac{(2k+1)!!}{(2k+2)!!} e_0^{2k} \right]^{-3} \times \\ &\times \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{(2k+3)!!}{(2k+4)!!} - \frac{1}{k+3} \right) \left(\frac{e^6}{e_0^6} e^{2k} - e_0^{2k} \right), \\ a &= a_0 \left(\frac{e}{e_0} \right)^4 \left[\sum_{k=0}^{\infty} \frac{(2k+1)!!}{(2k+2)!!} e_0^{2k} \right]^{-2} \times \\ &\times \left[\sum_{k=0}^{\infty} \frac{(2k+1)!!}{(2k+2)!!} e^{2k} \right]^2, \\ M &= M_0 + \frac{\kappa^2 - 2S}{T} \times \\ &\times \left[2 \ln \left(\frac{e}{e_0} \right) - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(2k-2)!}{2^{2k} (k!)^2} (e^{2k} - e_0^{2k}) \right]. \end{aligned}$$

Приведем также решение для круговой орбиты, которое предпочтительнее использовать вместо (2), (3) при $e \approx 0$:

$$a = a_0 \left(1 + \frac{t}{t_1} \right)^{2/3}, \quad i = i_0, \quad \Omega = \Omega_0, \quad \omega = \omega_0,$$

$$\lambda = \lambda_0 + n_0 t_1 \left(1 + \frac{2\mathfrak{N}l}{\kappa^2} \right) \ln \left(1 + \frac{t}{t_1} \right) \quad \text{при} \quad t_1 = \frac{\kappa^2}{3\mathfrak{Z}n_0},$$

где средняя долгота $\lambda = \Omega + \omega + M$. Это решение справедливо и в системе отсчета \mathbb{O}_1 при замене $\mathfrak{Z} \rightarrow T, \mathfrak{N}l \rightarrow -S$.

3. МОДЕЛЬ УСКОРЕНИЯ ЯРКОВСКОГО

В рамках линейной теплофизической модели ускорения Ярковского для сферических астероидов [17] радиальный, трансверсальный и бинормальный компоненты этого ускорения в системе отсчета \mathbb{O}_1 имеют вид [18, ф-лы (12)]:

$$P_r' = \frac{P_r}{r^2} = \frac{4\alpha\Phi}{9(1+\chi)} \{ E_{R_s'} \sin(\delta_{R_s'} + \lambda) \sin \lambda \sin^2 \gamma + E_{R_d'} \cos \delta_{R_d'} [\cos^2 \lambda + \sin^2 \lambda \cos^2 \gamma] \},$$

$$P_t' = \frac{P_t}{r^2} = \frac{4\alpha\Phi}{9(1+\chi)} \{ E_{R_s'} \sin(\delta_{R_s'} + \lambda) \cos \lambda \sin^2 \gamma - E_{R_d'} [\cos \delta_{R_d'} \sin \lambda \cos \lambda \sin^2 \gamma + \sin \delta_{R_d'} \cos \gamma] \}, \quad (5)$$

$$P_n' = \frac{P_n}{r^2} = \frac{4\alpha\Phi}{9(1+\chi)} \{ E_{R_s'} \sin(\delta_{R_s'} + \lambda) \sin \gamma \cos \gamma - E_{R_d'} [\cos \delta_{R_d'} \sin \lambda \sin \gamma \cos \gamma - \sin \delta_{R_d'} \cos \lambda \sin \gamma] \},$$

где индекс s соответствует сезонному эффекту Ярковского, d – суточному. В (5) γ – наклон оси вращения астероида относительно нормали к плоскости его орбиты, $\lambda = \omega_{\text{rev}}(t - t_0)$ – средняя долгота, ω_{rev} – среднее движение, t – время, t_0 – момент начала отсчета времени, $\alpha = 1 - A$ – коэффициент оптического поглощения, A – альбедо Бонда,

$$\Phi = \frac{\mathcal{E}_* \pi R^2}{mc}, \quad \chi = \frac{\Theta_s}{\sqrt{2R_s'}}, \quad \Theta_s = \frac{\Gamma \sqrt{\omega_{\text{rev}}}}{\epsilon \sigma T_*^3},$$

$$\Gamma = \sqrt{K\rho C}, \quad T_* = \left(\frac{\alpha \mathcal{E}_*}{\epsilon \sigma} \right)^{1/4},$$

Γ – тепловая инерция поверхности, T_* – температура подсолнечной точки, $\mathcal{E}_* = L_\odot / (4\pi a^2)$ – поток излучения Солнца на гелиоцентрическом расстоянии a , $L_\odot = 3.86 \times 10^{26}$ Вт – светимость Солнца, $c = 299792458$ м/с – скорость света, $\sigma = 5.670374419 \times 10^{-8}$ Вт м⁻² К⁻⁴ – постоянная Стефана–Больцмана, $m, R, \rho, \epsilon, K, C$ – масса, радиус, объемная плотность, тепловая излучательная способность, теплопроводность и удель-

ная теплоемкость астероида соответственно. Далее,

$$R_s' = \frac{R}{l_s}, \quad l_s = \frac{\Gamma}{\rho C \sqrt{\omega_{\text{rev}}}}, \quad \omega_{\text{rev}} = \frac{2\pi}{P_{\text{rev}}},$$

$$R_d' = \frac{R}{l_d}, \quad l_d = l_s \sqrt{\frac{\omega_{\text{rev}}}{\omega_{\text{rot}}}}, \quad \omega_{\text{rot}} = \frac{2\pi}{P_{\text{rot}}},$$

где P_{rev} – период обращения астероида вокруг Солнца, P_{rot} – период его вращения вокруг оси. Кроме того, в (5) амплитуда $E_{R'} = E(\sqrt{2R'})$ и фаза $\delta_{R'} = \delta(\sqrt{2R'})$ определены, как и в [17], соотношениями

$$E_{R'} \exp(i\delta_{R'}) = \frac{A(x) + iB(x)}{C(x) + iD(x)},$$

$$E_{R'} \exp(-i\delta_{R'}) = \frac{A(x) - iB(x)}{C(x) - iD(x)}, \quad (6)$$

где $i = \sqrt{-1}$, $x = \sqrt{2R'}$ и вспомогательные функции

$$A(x) = -(x+2) - e^x [(x-2)\cos x - x\sin x],$$

$$B(x) = -x - e^x [x\cos x + (x-2)\sin x],$$

$$C(x) = A(x) + \frac{\chi}{1+\chi} (3(x+2) + e^x [3(x-2)\cos x + x(x-3)\sin x]),$$

$$D(x) = B(x) + \frac{\chi}{1+\chi} (x(x+3) - e^x [x(x-3)\cos x - 3(x-2)\sin x]).$$

С учетом (6) получим

$$E_{R'} \cos \delta_{R'} = \frac{A(x)C(x) + B(x)D(x)}{C(x)^2 + D(x)^2},$$

$$E_{R'} \sin \delta_{R'} = \frac{B(x)C(x) - A(x)D(x)}{C(x)^2 + D(x)^2}. \quad (7)$$

Линейная теплофизическая модель [17] разработана в рамках упрощающих предположений: круговая орбита вокруг Солнца и сферическая форма астероида. Для эллиптической орбиты коэффициент Φ будет зависеть от гелиоцентрического расстояния r как $\Phi = (\Phi_0 r_0^2) / r^2$, где $r_0 = 1$ а.е., Φ_0 – это Φ , вычисленное для расстояния 1 а.е. Эта обратная пропорциональность квадрату расстояния уже заложена в наши уравнения движения (2), (3) согласно поставленной во Введении задаче. Далее, заменим среднюю долготу λ , описывающую положение тела на орбите, на среднюю аномалию M и проведем осреднение по средней аномалии за орбитальный период выражений для тангенциального $P_{\mathfrak{Z}}$ и нор-

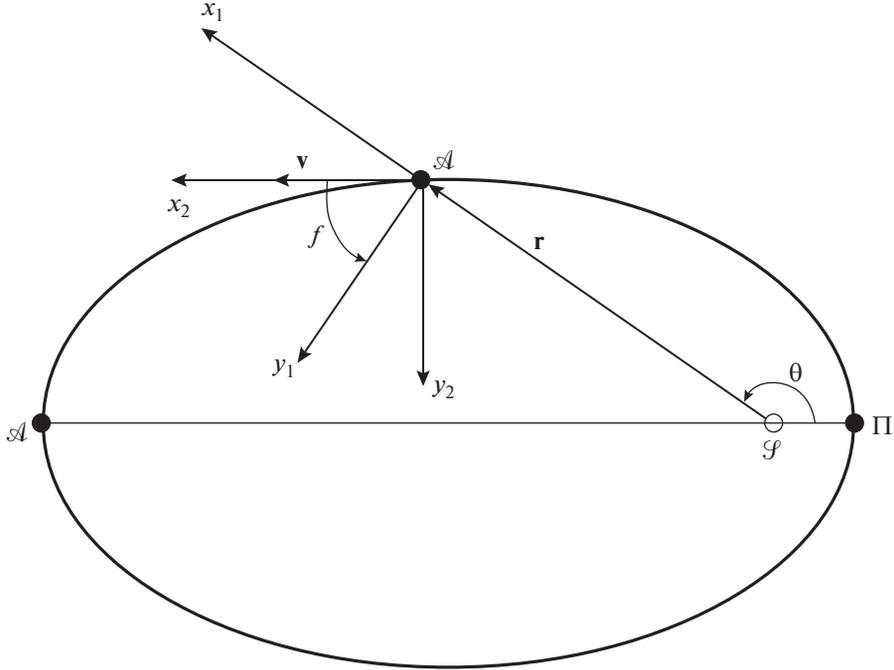


Рис. 1. Угол поворота f вектора скорости \mathbf{v} до совмещения с трансверсалью. Оси системы \mathbb{O}_1 – радиальная x_1 и трансверсальная y_1 . Оси системы \mathbb{O}_2 – тангенциальная x_2 и нормальная y_2 . Бинормальные оси z_1, z_2 направлены на нас, ортогонально к орбитальной плоскости. Угол θ – истинная аномалия.

мального $P_{\text{н}}$ компонентов вектора \mathbf{P} , при этом учтем, что

$$\begin{aligned} P_{\text{т}} &= P_r \sin f + P_t \cos f, \\ P_{\text{н}} &= -P_r \cos f + P_t \sin f, \end{aligned} \quad (8)$$

где P_r, P_t – радиальная и трансверсальная составляющие вектора \mathbf{P} , f – угол, на который надо повернуть вектор скорости до совмещения с трансверсалью (рис. 1),

$$\cos f = \frac{\eta}{\sqrt{1 - e^2 \cos^2 E}}, \quad \sin f = \frac{e \sin E}{\sqrt{1 - e^2 \cos^2 E}}, \quad (9)$$

E – эксцентриская аномалия, $M = E - e \sin E$.

При осреднении мы предположим, что ориентация оси вращения астероида и периоды $P_{\text{rev}}, P_{\text{rot}}$ не изменяются со временем.

Учитывая в (5), что $\Phi = (\Phi_0 r_0^2)/r^2$, запишем выражения для P_r и P_t в виде:

$$\begin{aligned} P_r &= \frac{2\alpha\Phi_0 r_0^2}{9(1+\chi)} \{E_{R_s} \sin^2 \gamma [\sin \delta_{R_s} \sin 2M + \\ &\quad + \cos \delta_{R_s} (1 - \cos 2M)] + \\ &\quad + E_{R_d} \cos \delta_{R_d} [1 + \cos 2M + (1 - \cos 2M) \cos^2 \gamma]\}, \\ P_t &= \frac{2\alpha\Phi_0 r_0^2}{9(1+\chi)} \{E_{R_s} \sin^2 \gamma [\sin \delta_{R_s} (1 + \cos 2M) + \end{aligned} \quad (10)$$

$$+ \cos \delta_{R_s} \sin 2M] -$$

$$- E_{R_d} [\cos \delta_{R_d} \sin 2M \sin^2 \gamma + 2 \sin \delta_{R_d} \cos \gamma]\}.$$

Подставим (10) в (8) и приведем подобные слагаемые:

$$\begin{aligned} P_{\text{т}} &= \frac{2\alpha\Phi_0 r_0^2}{9(1+\chi)} \{E_{R_s} \sin^2 \gamma [\sin \delta_{R_s} (\cos f + \\ &\quad + \cos 2M \cos f + \sin 2M \sin f) + \\ &\quad + \cos \delta_{R_s} (\sin f - \cos 2M \sin f + \\ &\quad + \sin 2M \cos f)] + \\ &\quad + E_{R_d} [\cos \delta_{R_d} ([1 + \cos^2 \gamma] \sin f + \\ &\quad + \sin^2 \gamma [\cos 2M \sin f - \sin 2M \cos f]) - \\ &\quad - 2 \sin \delta_{R_d} \cos \gamma \cos f]\}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} P_{\text{н}} &= \frac{2\alpha\Phi_0 r_0^2}{9(1+\chi)} \{E_{R_s} \sin^2 \gamma [\sin \delta_{R_s} (\cos 2M \sin f - \\ &\quad - \sin 2M \cos f + \sin f) + \\ &\quad + \cos \delta_{R_s} (\sin 2M \sin f + \cos 2M \cos f - \\ &\quad - \cos f)] - E_{R_d} [\cos \delta_{R_d} ([1 + \cos^2 \gamma] \cos f + \end{aligned} \quad (12)$$

$$+ \sin^2 \gamma [\cos 2M \cos f + \sin 2M \sin f] + 2 \sin \delta_{R_d} \cos \gamma \sin f \}.$$

Проведем осредняющую процедуру выражений (11), (12):

$$\begin{aligned} \bar{\mathfrak{Z}} &= \bar{P}_{\mathfrak{Z}} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} P_{\mathfrak{Z}}(M) dM = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} P_{\mathfrak{Z}}(E) (1 - e \cos E) dE, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{\mathfrak{N}} &= \bar{P}_{\mathfrak{N}} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} P_{\mathfrak{N}}(M) dM = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} P_{\mathfrak{N}}(E) (1 - e \cos E) dE, \end{aligned}$$

и, учитывая результаты, приведенные в Приложении А (ф-лы (A14)), получим тангенциальный и нормальный параметры:

$$\begin{aligned} \mathfrak{Z} &= \frac{2\alpha\Phi_0 r_0^2}{9\pi(1+\chi)} \left\{ E_{R_s} \sin \delta_{R_s} \sin^2 \gamma (2\eta \mathbf{K}(e) - \right. \\ &- \sum_{k=0}^{\infty} g_{1k} e^{2k} [2e^2(I_{k+1} - I_{k+2}) + \eta(2I_{k+1} - I_k)] + \\ &+ \sum_{k=0}^{\infty} g_{2k} e^{2k+2} (2I_{k+2} - I_{k+1} + 2\eta(I_{k+2} - I_{k+1})) \left. \right) - \\ &- 4\eta \mathbf{K}(e) E_{R_d} \sin \delta_{R_d} \cos \gamma \left. \right\}, \end{aligned} \tag{13}$$

$$\begin{aligned} \mathfrak{N} &= \frac{2\alpha\Phi_0 r_0^2}{9\pi(1+\chi)} \left\{ E_{R_s} \cos \delta_{R_s} \sin^2 \gamma \left(-2\eta \mathbf{K}(e) + \right. \right. \\ &+ \sum_{k=0}^{\infty} g_{1k} e^{2k} [\eta(I_k - 2I_{k+1}) - 2e^2(I_{k+1} - I_{k+2})] - \\ &- \sum_{k=0}^{\infty} g_{2k} e^{2k+2} [I_{k+1} - 2I_{k+2} + 2\eta(I_{k+1} - I_{k+2})] \left. \right) - \\ &- E_{R_d} \cos \delta_{R_d} \left[2\eta \mathbf{K}(e) (1 + \cos^2 \gamma) + \right. \end{aligned} \tag{14}$$

$$\begin{aligned} &+ \sin^2 \gamma \sum_{k=0}^{\infty} g_{1k} e^{2k} [\eta(I_k - 2I_{k+1}) - 2e^2(I_{k+1} - I_{k+2})] - \\ &- \sin^2 \gamma \sum_{k=0}^{\infty} g_{2k} e^{2k+2} [2\eta(I_{k+1} - I_{k+2}) + I_{k+1} - 2I_{k+2}] \left. \right\}, \end{aligned}$$

где $E_{R_s} \cos \delta_{R_s}$, $E_{R_s} \sin \delta_{R_s}$ определены формулами (7), I_k выражены рекуррентной формулой:

$$I_k = \begin{cases} 2\mathbf{K}(e) & \text{при } k = 0, \\ \frac{2}{e^2} [\mathbf{E}(e) - \eta^2 \mathbf{K}(e)] & \text{при } k = 1, \\ \frac{(2e^2 - 1)(2k - 2)}{e^2(2k - 1)} I_{k-1} + \frac{(1 - e^2)(2k - 3)}{e^2(2k - 1)} I_{k-2} & \\ \text{при } k > 1, \end{cases}$$

коэффициенты g_{1k} , g_{2k} даны в Приложении А (ф-лы (A7)), их значения при $k = 0-15$ приведены в таблице 4 Приложения А.

Выражения для радиального, трансверсально-го и бинормального параметров получены в статье [16]. Запишем их в виде:

$$\begin{aligned} S &= \frac{2\alpha\Phi_0 r_0^2}{9(1+\chi)} \{ E_{R_s} \cos \delta_{R_s} \sin^2 \gamma + \\ &+ E_{R_d} \cos \delta_{R_d} (1 + \cos^2 \gamma) \}, \\ T &= \frac{2\alpha\Phi_0 r_0^2}{9(1+\chi)} \{ E_{R_s} \sin \delta_{R_s} \sin^2 \gamma - \\ &- 2E_{R_d} \sin \delta_{R_d} \cos \gamma \}, \quad W = 0. \end{aligned} \tag{15}$$

Сравнивая (13), (14) с (15), увидим, что тангенциальный и нормальный параметры отличаются от трансверсального и радиального умножением суточного и сезонного компонентов на коэффициенты, зависящие от эксцентриситета. Учитывая выражение (A15) в Приложении, при $e = 0$ получим $-\mathfrak{N} = S$, $\mathfrak{Z} = T$, т.е. для круговых орбит триэдр (S, T, W) совпадает с триэдром $(-\mathfrak{N}, \mathfrak{Z}, W)$, как и должно быть. При $e = 1$ эллиптическая орбита вырождается в прямолинейное движение и процедура осреднения за орбитальный период теряет смысл, поэтому формулы (13)–(15) неприменимы при $e = 1$.

Замечание 1. Радиальный S , трансверсальный T и бинормальный W параметры являются аналогами негравитационных параметров A_1 , A_2 и A_3 [20]. Они связаны соотношениями $A_1 = S/r_0^2$, $A_2 = T/r_0^2$, $A_3 = W/r_0^2$, где $r_0 = 1$ а.е.

Замечание 2. Выражения (13)–(15) позволяют оценить величину эффекта Ярковского, но требуют знания таких характеристик тела, как диаметр, объемная плотность, скорость вращения, наклон оси вращения к плоскости орбиты, альbedo Бонда, тепловая инерция поверхности, удельная теплоемкость, тепловая излучательная способность.

4. ЭВОЛЮЦИЯ ОРБИТ МОДЕЛЬНЫХ АСТЕРОИДОВ

Рассмотрим модельные объекты с различными эксцентриситетами орбит от 0 до 0.99, при этом все остальные орбитальные и теплофизические харак-

Таблица 1. Элементы орбиты, теплофизические характеристики и параметры вращения астероида 101955 Bennu

Параметр	Значение	Ссылка
Большая полуось a_0 , а.е.	1.126391025894812	[20]
Среднее движение n_0 , °/сут	0.8244613503320309	[20]
Наклон i_0 , °	6.03494377024794	[20]
Долгота восходящего узла Ω_0 , °	2.06086619569642	[20]
Аргумент перицентра ω_0 , °	66.22306084084298	[20]
Средняя аномалия M_0 , °	101.703952002457	[20]
Период обращения вокруг Солнца P_{rev} , сут	436.6487281120201	[20]
Период обращения вокруг Солнца P_{rev} , годы	1.195479063961725	[20]
Тепловая инерция Γ , Дж·м ⁻² с ^{-1/2} К ⁻¹	300	[12]
Удельная теплоемкость C , Дж·кг ⁻¹ К ⁻¹	750	[9]
Тепловая излучательная способность ϵ	0.95	[12]
Радиус R , м	242.22	[12]
Период вращения вокруг оси P_{rot} , час	4.2960015	[12]
Объемная плотность ρ , кг·м ⁻³	1194	[12]
Альbedo Бонда A	0.0170	[22]
Прямое восхождение полюса α , °	85.45218	[12]
Склонение полюса δ , °	-60.36780	[12]
Наклон оси вращения γ , °	177.53514	

Примечание. Как и в [12], мы предполагаем удельную теплоемкость $C = 750$ Дж·кг⁻¹ К⁻¹, основанную на измерениях метеоритов класса CM (углеродистые хондриты) [9]. γ вычислено по экваториальным координатам полюса в соответствии с методикой, приведенной в [23]. Эпоха элементов орбиты 2455562.5 (2011–Jan–01.0) TDB (дата обращения к базе данных JPL 03.02.2022).

теристики соответствуют астероиду 101955 Bennu (табл. 1). Найдем для них средние по орбите значения компонентов вектора \mathbf{P} , дрейфы элементов и смещение относительно невозмущенного положения в двух системах отсчета. Отметим дрейфы элементов и смещение нижним индексом “1”, если они определены в системе отсчета \mathcal{O}_1 , и “2” в системе \mathcal{O}_2 .

Для сравнения также вычислим дрейф средней аномалии и смещение по оценочным формулам, приведенным в [21]:

$$\Delta M \simeq 0.01'' \dot{a}_4 (\Delta_{10} t)^2 a_{AU}^{-5/2}, \quad (16)$$

$$\Delta \rho \simeq 7 \dot{a}_4 (\Delta_{10} t)^2 a_{AU}^{-3/2} \text{ км}, \quad (17)$$

где ΔM – изменение средней аномалии в угловых секундах; $\Delta \rho$ – смещение в километрах; \dot{a}_4 – дрейф большой полуоси за счет эффекта Ярковского в единицах 10^{-4} а.е./млн. лет (значения приведены в 8-м столбце табл. 2); $\Delta_{10} t = 119.5479063961725$ – период времени, за который производится оценка, в десятках лет; a_{AU} – большая полуось в астрономических единицах (табл. 1). Оценки (16), (17)

получены в системе отсчета \mathcal{O}_1 , пренебрегая членами четвертого порядка по эксцентриситету.

В табл. 2 приведены тангенциальный \mathfrak{T} и нормальный \mathfrak{N} параметры для различных значений начального эксцентриситета e_0 . Согласно (15) радиальный S и трансверсальный T параметры не зависят от эксцентриситета, $S = 9.91079 \times 10^{-14}$ а.е.³/сут², $T = -5.10168 \times 10^{-14}$ а.е.³/сут² для всех e_0 . На рис. 2 показано отличие T от \mathfrak{T} в процентном соотношении при $e_0 > 0.7$: при $e_0 \in (0.7, 0.9)$ T превышает \mathfrak{T} на величину от 19 до 58%, а в интервале $e_0 \in (0.9, 0.99)$ это отличие составляет от 58 до 230%. Аналогично поведение отличия S от \mathfrak{N} .

Используя значения компонентов ускорения и формулы (2), (3), найдем изменения средней аномалии dM_1 , dM_2 и большой полуоси da_1 , da_2 за 1000 оборотов вокруг Солнца (≈ 1195.48 лет) при различных начальных эксцентриситетах e_0 (см. табл. 2). Отличие dM_1 от dM_2 и da_1 от da_2 менее 1% при малых эксцентриситетах (до 0.5). При e_0 от 0.5 до 0.7 их отличие не превышает 6%, постепен-

Таблица 2. Тангенциальный \mathfrak{T} и нормальный \mathfrak{N} параметры, изменения средней аномалии dM_1, dM_2 и большой полуоси da_1, da_2 за 1000 оборотов вокруг Солнца (≈ 1195.48 лет) в зависимости от начального эксцентриситета e_0

e_0	$\mathfrak{T}, 10^{-14}$ а.е. ³ /сут ²	$\mathfrak{N}, 10^{-14}$ а.е. ³ /сут ²	$dM_1, '$	$dM_2, '$	$da_1, 10^{-4}$ а.е.	$da_2, 10^{-4}$ а.е.	$\dot{a}_4, 10^{-4}$ а.е./млн лет	$\Delta M, '$
0	-5.10168	-9.91079	35.083	35.083	-0.0244	-0.0244	-20.4226	36.126
0.001	-5.10168	-9.91079	35.083	35.091	-0.0244	-0.0244	-20.4226	36.126
0.01	-5.10155	-9.91054	35.086	35.094	-0.0244	-0.0244	-20.4246	36.130
0.05	-5.09849	-9.90457	35.169	35.179	-0.0245	-0.0245	-20.4738	36.217
0.10	-5.08887	-9.88585	35.436	35.445	-0.0246	-0.0246	-20.6289	36.491
0.20	-5.04976	-9.80969	36.541	36.544	-0.0254	-0.0254	-21.2735	37.631
0.30	-4.98212	-9.67805	38.555	38.511	-0.0268	-0.0268	-22.4424	39.699
0.40	-4.88179	-9.48280	41.767	41.592	-0.0291	-0.0289	-24.3125	43.007
0.50	-4.74156	-9.20998	46.783	46.252	-0.0325	-0.0322	-27.2298	48.168
0.60	-4.54897	-8.83547	54.827	53.404	-0.0381	-0.0371	-31.9094	56.445
0.70	-4.28099	-8.31451	68.808	65.068	-0.0478	-0.0452	-40.0414	70.830
0.80	-3.88832	-7.55138	97.475	86.772	-0.0678	-0.0603	-56.7181	100.330
0.85	-3.60997	-7.01056	126.470	106.582	-0.0879	-0.0741	-73.5681	130.137
0.90	-3.22864	-6.26976	184.719	142.155	-0.1284	-0.0988	-107.4058	189.993
0.95	-2.62669	-5.10050	359.973	230.430	-0.2503	-0.1602	-209.0021	369.709
0.97	-2.23295	-4.33575	593.878	326.187	-0.4129	-0.2268	-344.0411	608.583
0.99	-1.53792	-2.98595	1763.840	673.643	-1.2263	-0.4684	-1008.9714	1784.796

Примечание. Для всех значений e_0 радиальный параметр $S = 9.91079 \times 10^{-14}$ а.е.³/сут², трансверсальный параметр $T = -5.10168 \times 10^{-14}$ а.е.³/сут². В 8 и 9 столбцах: \dot{a}_4 – дрейф большой полуоси; ΔM – изменение средней аномалии, вычисленное по формуле (16), за 1000 орбитальных оборотов.

но увеличиваясь с ростом e_0 . При $e_0 > 0.7$ эти отличия растут экспоненциально от 6 до 160%. В последнем столбце табл. 2 приведено изменение средней аномалии, вычисленное по формуле (16). Сравнение столбцов dM_1 и ΔM дает хорошее согласие этих величин (расхождение не превышает 3%).

По известным формулам небесной механики [24] определим смещение d малого тела относительно невозмущенного положения, которое произойдет за счет эффекта Ярковского. Для этого вычислим прямоугольные координаты тела по невозмущенным и возмущенным элементам орбиты, а затем найдем расстояние между этими положениями. В табл. 3 приведены значения смещений d_1, d_2 за 1000 орбитальных оборотов (≈ 1195.48 лет) при различных e_0 , а на рис. 3 показано отличие d_1 от d_2 в процентном соотношении при $e_0 > 0.7$. При увеличении начального эксцентриситета от 0.7 до 0.9 превышение смещения d_1 над d_2 изменяется от 6 до 30%, а при e_0 от 0.9 до 0.99 отличие составляет от 30 до 127%.

При вычислении смещения d_2 учтено также изменение аргумента перицентра $d\omega_2$, но за рассматриваемый период времени оно невелико, менее угловой секунды, и мало зависит от эксцентриситета орбиты. Также малы изменения эксцентриситета de_1, de_2 . Если их не учитывать, то смещения d_1, d_2 изменятся не более, чем на 0.01%. В табл. 3 приведены разности $d_1 - d'_1, d_2 - d'_2$, где d'_1, d'_2 – смещения, вычисленные без учета de_1, de_2 . Если же не учитывать также и изменение средней аномалии, то за счет только изменения большой полуоси смещение относительно невозмущенного положения будет незначительным (столбцы d''_1, d''_2 в табл. 3). Также для сравнения в пятом столбце табл. 3 приведено смещение Δp , вычисленное по формуле (17). При $e_0 > 0.7$ оценка Δp превышает d_1 в 1.65–3.2 раза, а d_2 в 1.75–7.3 раза, что говорит о том, что оценка смещения, вычисленная по формуле (17), может быть значительно завышена. Это, возможно, объясняет низкое обнаружение эффекта Ярковского непосредственно из астрометрических наблюдений: в базе ма-

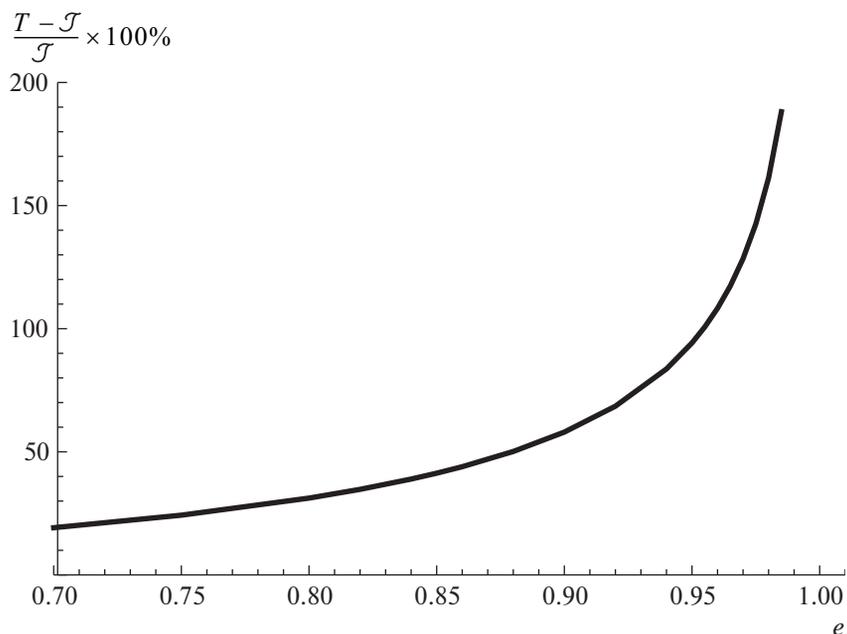


Рис. 2. Отличие трансверсального T параметра от тангенциального \bar{T} в процентном соотношении при $e_0 > 0.7$.

лых тел JPL среди АСЗ диаметром менее 5 км параметр A_2 определен у 45 из 588 объектов с эксцентриситетами орбит до 0.5, и лишь у 18 из

640 объектов с $e > 0.5$, хотя оценочное значение смещения при таких эксцентриситетах больше при прочих равных условиях.

Таблица 3. Смещения d_1 , d_2 малого тела относительно невозмущенного положения за 1000 орбитальных оборотов (≈ 1195.48 лет) в зависимости от начального эксцентриситета e_0

e_0	d_1 , млн км	$d_1 - d_1'$, км	d_1'' , км	$\Delta\rho$, млн км	d_2 , млн км	$d_2 - d_2'$, км	d_2'' , км
0	1.71966	0.	365.075	1.70907	1.71966	0.	365.075
0.001	1.71928	0.178	365.149	1.70907	1.71930	0.357	365.149
0.01	1.71604	1.781	365.887	1.70924	1.71609	3.561	365.887
0.05	1.70196	8.824	370.565	1.71335	1.70209	17.632	370.564
0.10	1.68551	17.446	379.653	1.72633	1.68555	34.760	379.647
0.20	1.65829	34.101	409.154	1.78028	1.65802	67.165	409.049
0.30	1.64528	50.193	455.852	1.87809	1.64295	96.892	455.244
0.40	1.65490	66.235	524.900	2.03460	1.64752	124.061	522.577
0.50	1.70106	83.050	626.827	2.27873	1.68132	149.033	619.599
0.60	1.80741	101.888	783.857	2.67034	1.76016	172.153	763.404
0.70	2.02727	124.791	1048.942	3.35087	1.91706	193.350	991.838
0.80	2.51687	155.639	1582.061	4.74646	2.24191	210.957	1408.131
0.85	3.02407	176.492	2116.054	6.15655	2.55239	216.375	1783.212
0.90	4.04230	203.772	3184.583	8.98827	3.12305	215.809	2450.715
0.95	7.02744	242.184	6390.858	17.49037	4.56189	198.477	4090.901
0.97	10.80306	261.979	10666.079	28.79112	6.12077	177.893	5858.310
0.99	26.24914	269.915	32042.028	84.43589	11.55552	127.993	12238.077

Примечание. d_1' , d_2' — смещения, вычисленные без учета дрейфа эксцентриситета; d_1'' , d_2'' — смещения, вычисленные без учета дрейфов эксцентриситета и средней аномалии; $\Delta\rho$ — смещение, вычисленное по формуле (17).

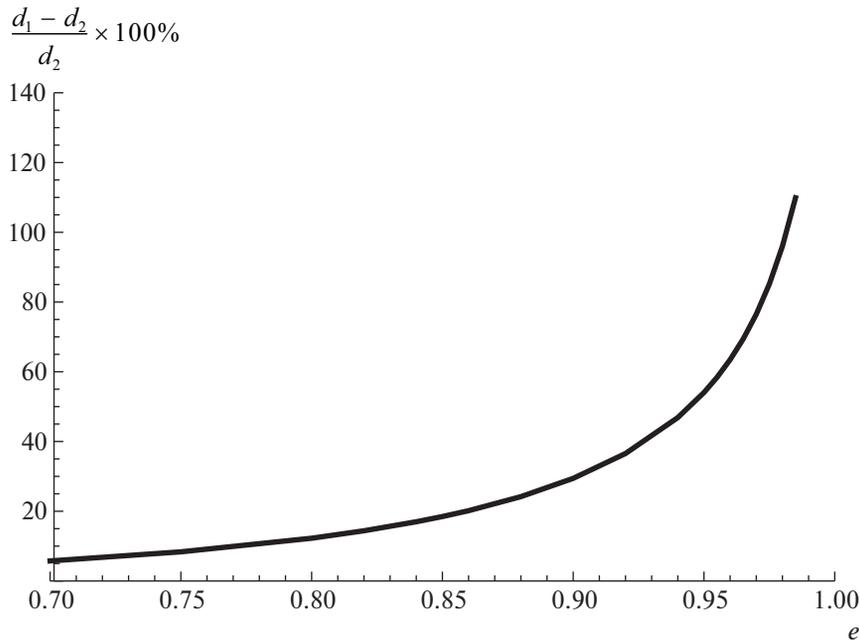


Рис. 3. Отличие смещения d_1 от смещения d_2 в процентном соотношении при $e_0 > 0.7$.

В системе \mathcal{O}_2 параметры \mathfrak{T} и \mathfrak{N} постепенно уменьшаются с ростом e_0 , но несмотря на это уменьшение дрейфы элементов и смещение относительно невозмущенного положения увеличиваются. В системе \mathcal{O}_1 рост дрейфов элементов и смещения с ростом e_0 значительно больше, чем в \mathcal{O}_2 , при одинаковых T и S для всех e_0 . Таким образом, при моделировании эффекта Ярковского радиальным и трансверсальным ускорением оценки дрейфов элементов и смещения относительно невозмущенного положения для объектов с высокоэллиптическими орбитами могут оказаться завышенными. Для таких объектов необходима разработка специальных методов учета эффекта Ярковского.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выведены выражения для средних за орбитальный период значений тангенциального и нормального компонентов ускорения Ярковского на основе параметров вращения и теплофизических характеристик астероида в рамках линейной теплофизической модели силы Ярковского для сферических астероидов. При $e \rightarrow 0$ $\mathfrak{T} \rightarrow T$, $\mathfrak{N} \rightarrow -S$, как и должно быть. Для эллиптической орбиты тангенциальный и нормальный параметры по абсолютной величине всегда меньше, чем трансверсальный и радиальный, и их отличие растет с ростом эксцентриситеты орбиты. Дрейфы большой полуоси и средней аномалии, а так-

же смещения относительно невозмущенного положения, вычисленные для двух орбитальных систем отсчета, при малых эксцентриситетах ($e_0 < 0.5$) почти одинаковы. При $e_0 > 0.5$ величины, найденные в системе \mathcal{O}_1 , всегда больше тех же величин в системе \mathcal{O}_2 . При e_0 от 0.5 до 0.7 отличие умеренное (<6%), но постепенно увеличивается, а при $e > 0.7$ наблюдается экспоненциальный рост отличия дрейфов и смещения. Таким образом, при моделировании эффекта Ярковского радиальным и трансверсальным ускорением оценки дрейфов элементов и смещения относительно невозмущенного положения для объектов с высокоэллиптическими орбитами могут оказаться завышенными. Для таких объектов необходима разработка специальных методов учета эффекта Ярковского.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИЙ ЭКСЦЕНТРИЧЕСКОЙ АНОМАЛИИ

В основной части статьи встречаются средние значения функций $\sin f$, $\cos f$, $\sin 2M \sin f$, $\sin 2M \cos f$, $\cos 2M \sin f$, $\cos 2M \cos f$. Все они могут быть выражены явно как аналитические 2π -периодические функции эксцентрисической аномалии, зависящие от параметра e , $0 \leq e < 1$.

Функции $\sin f$, $\sin 2M \cos f$, $\cos 2M \sin f$ являются нечетными по E , так как, согласно (9),

$$\begin{aligned}\sin f &= \frac{e \sin E}{\sqrt{1-e^2 \cos^2 E}} = -\frac{e \sin(-E)}{\sqrt{1-e^2 \cos^2(-E)}}, \\ \sin 2M &= \sin[2(E - e \sin E)] = \\ &= -\sin[2(-E - e \sin(-E))].\end{aligned}$$

Среднее значение нечетной функции равно нулю [24]. Поэтому ограничимся четными функциями, для которых среднее значение равно

$$\mathcal{E}w = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi w dM = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi w(1 - e \cos E) dE. \quad (\text{A1})$$

Полезными могут оказаться свойства:

$$\int_0^\pi w(\cos x) dx = 0, \quad (\text{A2})$$

если $w(\cos x) = -w(-\cos x)$,

$$\int_0^\pi w(\cos x) dx = 2 \int_0^{\pi/2} w(\cos x) dx, \quad (\text{A3})$$

если $w(\cos x) = w(-\cos x)$.

Найдем средние значения нужных нам функций. С учетом (9), (A1), (A2), (A3) и (4)

$$\begin{aligned}\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos f dM &= \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{\eta}{\sqrt{1-e^2 \cos^2 E}} dE - \\ - \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{e\eta \cos E}{\sqrt{1-e^2 \cos^2 E}} dE &= \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{\eta}{\sqrt{1-e^2 \cos^2 E}} dE = (\text{A4}) \\ &= \frac{2}{\pi} \int_{\pi/2}^\pi \frac{\eta}{\sqrt{1-e^2 \sin^2 x}} dx = \frac{2\eta}{\pi} \mathbf{K}(e),\end{aligned}$$

где новая переменная $x = E + \frac{\pi}{2}$. Выразим $\cos 2M$ и $\sin 2M$ через x и представим в виде:

$$\begin{aligned}\cos 2M &= \cos[2(E - e \sin E)] = \\ &= -\cos(2x + 2e \cos x) = \\ &= -\cos 2x \sum_{k=0}^\infty g_{1k} e^{2k} \cos^{2k} x + \\ &+ \sin 2x \sum_{k=0}^\infty g_{2k} e^{2k+1} \cos^{2k+1} x,\end{aligned} \quad (\text{A5})$$

$$\begin{aligned}\sin 2M &= \sin[2(E - e \sin E)] = \\ &= -\sin(2x + 2e \cos x) = \\ &= -\sin 2x \sum_{k=0}^\infty g_{1k} e^{2k} \cos^{2k} x - \\ &- \cos 2x \sum_{k=0}^\infty g_{2k} e^{2k+1} \cos^{2k+1} x,\end{aligned} \quad (\text{A6})$$

где

$$g_{1k} = (-1)^k \frac{2^{2k}}{(2k)!}, \quad g_{2k} = (-1)^k \frac{2^{2k+1}}{(2k+1)!}. \quad (\text{A7})$$

Разложения (A5), (A6) получены с помощью стандартных формул сложения углов и разложения тригонометрических функций в степенные ряды [19]. Значения коэффициентов g_{1k} , g_{2k} при $k = 0-15$ приведены в табл. 4 в виде рациональных и десятичных дробей, что позволит судить об их поведении. В (A5), (A6) у знаков суммы указан бесконечный верхний предел, но так как с ростом k величины коэффициентов быстро уменьшаются, на практике достаточно использовать 15–20 слагаемых. Разложения в ряд функций $\cos(2e \cos x)$ и $\sin(2e \cos x)$ сходятся при любых значениях $2e \cos x$: $-\infty < 2e \cos x < \infty$, следовательно, они сходятся и при всех $e \in [0, 1]$.

С учетом (9), (A1) и (A5), а также коммутативности операций интегрирования и суммирования найдем:

$$\begin{aligned}\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos 2M \cos f dM &= \\ &= -\frac{\eta}{\pi} \sum_{k=0}^\infty g_{1k} e^{2k} \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \frac{\cos 2x \cos^{2k} x}{\sqrt{1-e^2 \sin^2 x}} dx + \\ &+ \frac{\eta}{\pi} \sum_{k=0}^\infty g_{2k} e^{2k+1} \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \frac{\sin 2x \cos^{2k+1} x}{\sqrt{1-e^2 \sin^2 x}} dx + \\ &+ \frac{\eta}{\pi} \sum_{k=0}^\infty g_{1k} e^{2k+1} \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \frac{\sin x \cos 2x \cos^{2k} x}{\sqrt{1-e^2 \sin^2 x}} dx - \\ &- \frac{\eta}{\pi} \sum_{k=0}^\infty g_{2k} e^{2k+2} \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \frac{\sin x \sin 2x \cos^{2k+1} x}{\sqrt{1-e^2 \sin^2 x}} dx.\end{aligned} \quad (\text{A8})$$

Обратным переходом к E легко показать, что в силу (A2) второе и третье слагаемое в выражении (A8) равны нулю. После небольших тригонометрических преобразований приведем (A8) к виду:

$$\begin{aligned}\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos 2M \cos f dM &= \\ &= \frac{\eta}{\pi} \sum_{k=0}^\infty g_{1k} e^{2k} \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \frac{\cos^{2k} x - 2 \cos^{2k+2} x}{\sqrt{1-e^2 \sin^2 x}} dx - \\ &- \frac{2\eta}{\pi} \sum_{k=0}^\infty g_{2k} e^{2k+2} \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \frac{\cos^{2k+2} x - \cos^{2k+4} x}{\sqrt{1-e^2 \sin^2 x}} dx.\end{aligned} \quad (\text{A9})$$

Таблица 4. Значения g_{1k} , g_{2k} в виде рациональных (вверху) и десятичных (внизу) дробей

k	g_{1k}	g_{2k}	k	g_{1k}	g_{2k}
0	1	2	8	$\frac{2}{638512875}$	$\frac{4}{10854718875}$
	1.0	2.0		3.13×10^{-9}	3.69×10^{-10}
1	-2	$-\frac{4}{3}$	9	$-\frac{4}{97692469875}$	$-\frac{8}{1856156927625}$
	-2.0	-1.3333		-4.09×10^{-11}	-4.31×10^{-12}
2	$\frac{2}{3}$	$\frac{4}{15}$	10	$\frac{4}{9280784638125}$	$\frac{8}{194896477400625}$
	0.6667	0.2667		4.31×10^{-13}	4.10×10^{-14}
3	$-\frac{4}{45}$	$-\frac{8}{315}$	11	$-\frac{8}{2143861251406875}$	$-\frac{16}{49308808782358125}$
	-0.0889	-0.0254		-3.73×10^{-15}	-3.24×10^{-16}
4	$\frac{2}{315}$	$\frac{4}{2835}$	12	$\frac{4}{147926426347074375}$	$\frac{8}{3698160658676859375}$
	0.0063	0.0014		2.70×10^{-17}	2.16×10^{-18}
5	$-\frac{4}{14175}$	$-\frac{8}{155925}$	13	$-\frac{8}{48076088562799171875}$	$-\frac{16}{1298054391195577640625}$
	-2.82×10^{-4}	-5.13×10^{-5}		-1.66×10^{-19}	-1.23×10^{-20}
6	$\frac{4}{467775}$	$\frac{8}{6081075}$	14	$\frac{8}{9086380738369043484375}$	$\frac{16}{263505041412702261046875}$
	8.55×10^{-6}	1.32×10^{-6}		8.80×10^{-22}	6.07×10^{-23}
7	$-\frac{8}{42567525}$	$-\frac{16}{638512875}$	15	$-\frac{16}{3952575621190533915703125}$	$-\frac{32}{122529844256906551386796875}$
	-1.88×10^{-7}	-2.51×10^{-8}		-4.05×10^{-24}	-2.61×10^{-25}

Аналогичным образом получим:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \sin 2M \sin fdM = \\ & = \frac{1}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} g_{1k} e^{2k+1} \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \frac{\sin 2x \cos^{2k+1} x}{\sqrt{1-e^2 \sin^2 x}} dx - \\ & - \frac{1}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} g_{1k} e^{2k+2} \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \frac{\sin x \sin 2x \cos^{2k+1} x}{\sqrt{1-e^2 \sin^2 x}} dx + \\ & + \frac{1}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} g_{2k} e^{2k+2} \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \frac{\cos 2x \cos^{2k+2} x}{\sqrt{1-e^2 \sin^2 x}} dx - \\ & - \frac{1}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} g_{2k} e^{2k+3} \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \frac{\sin x \cos 2x \cos^{2k+2} x}{\sqrt{1-e^2 \sin^2 x}} dx, \end{aligned}$$

где первое и последнее слагаемые равны нулю. В результате

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \sin 2M \sin fdM = \\ & = -\frac{2}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} g_{1k} e^{2k+2} \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \frac{(\cos^{2k+2} x - \cos^{2k+4} x)}{\sqrt{1-e^2 \sin^2 x}} dx - \quad (A10) \\ & - \frac{1}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} g_{2k} e^{2k+2} \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \frac{(\cos^{2k+2} x - 2 \cos^{2k+4} x)}{\sqrt{1-e^2 \sin^2 x}} dx. \end{aligned}$$

Таким образом, определение необходимых средних значений сведено к интегралам вида

$$I_k = \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \frac{\cos^{2k} x}{\sqrt{1-e^2 \sin^2 x}} dx \quad \text{при } k \geq 0. \quad (A11)$$

В [19] дана формула:

$$\int \frac{\cos^n x}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 x}} dx = \frac{\cos^{n-3} x}{(n-1)k^2} \sin x \sqrt{1-k^2 \sin^2 x} + \frac{n-2}{n-1} \frac{2k^2-1}{k^2} \int \frac{\cos^{n-2} x}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 x}} dx + \frac{n-3}{n-1} \frac{1-k^2}{k^2} \int \frac{\cos^{n-4} x}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 x}} dx,$$

с помощью которой получим рекуррентное соотношение для вычисления (A11):

$$I_k = \frac{2k-2}{2k-1} \frac{2e^2-1}{e^2} I_{k-1} + \frac{2k-3}{2k-1} \frac{1-e^2}{e^2} I_{k-2}. \quad (\text{A12})$$

Первые члены последовательности I_k легко найти с помощью справочника [19]:

$$I_0 = \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \frac{dx}{\sqrt{1-e^2 \sin^2 x}} = 2\mathbf{K}(e), \quad (\text{A13})$$

$$I_1 = \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \frac{\cos^2 x dx}{\sqrt{1-e^2 \sin^2 x}} = \frac{2}{e^2} [\mathbf{E}(e) - \eta^2 \mathbf{K}(e)].$$

С учетом (A4), (A9), (A10) и (A11) запишем окончательные выражения для искомым средних значений:

$$\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos fdM = \frac{2\eta}{\pi} \mathbf{K}(e),$$

$$\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos 2M \cos fdM = \frac{\eta}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} g_{1k} e^{2k} (I_k - 2I_{k+1}) - \frac{2\eta}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} g_{2k} e^{2k+2} (I_{k+1} - I_{k+2}), \quad (\text{A14})$$

$$\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \sin 2M \sin fdM = -\frac{2}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} g_{1k} e^{2k+2} (I_{k+1} - I_{k+2}) - \frac{1}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} g_{2k} e^{2k+2} (I_{k+1} - 2I_{k+2}).$$

Рассмотрим поведение интегралов (A14) при $e = 0$. Последние два выражения справа содержат неопределенность вида $0 : 0$ в силу (A12) и (A13). Поэтому положим $e = 0$ в исходных интегралах и вычислим их:

$$\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos fdM = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi dE = 1,$$

$$\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos 2M \cos fdM = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos 2EdE = 0, \quad (\text{A15})$$

$$\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \sin 2M \sin fdM = 0.$$

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках государственного задания “Исследование объектов околоземного космического пространства”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *D. Farnocchia, S. R. Chesley, D. Vokrouhlický, A. Milani, F. Spoto, and W. F. Bottke*, *Icarus* **224**, 1 (2013).
2. *C. Tardioli, D. Farnocchia, B. Rozitis, D. Cotto-Figueroa, S. R. Chesley, T. S. Statler, and M. Vasile*, *Astron. and Astrophys.* **608**, id. A61 (2017).
3. *A. Del Vigna, L. Faggioli, A. Milani, F. Spoto, D. Farnocchia, and B. Carry*, *Astron. and Astrophys.* **617**, id. A61 (2018).
4. *Т. Ю. Галушина, О. М. Сюсина*, *Изв. Вузов. Физика* **63** (3), 65 (2020).
5. *В. А. Шор, О. М. Кочетова, Л. Л. Соколов, Ю. А. Чернетенко*, В сб. *Астероидно-кометная опасность: вчера, сегодня, завтра. Глава 7*, под ред. Б. М. Шустова, Л. В. Рыхловой (М.: Физматлит, 2010).
6. *J. Āurech, M. Delbó, B. Carry, J. Hanuš, and V. Ali-Lagoa*, *Astron. and Astrophys.* **604**, id. A27 (2017).
7. *J. Āurech, D. Vokrouhlický, P. Pravec, J. Hanuš, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **609**, id. A86 (2018).
8. *J. R. Masiero, C. Nugent, A. K. Mainzer, E. L. Wright, et al.*, *Astron. J.* **154**(4), 168 (2017).
9. *C. P. Opeil, D. T. Britt, R. J. Macke, G. J. Consolmagno*, *Meteor. and Planet. Science* **55** (8), id. E1 (2020).
10. *S. Tachibana, H. Sawada, R. Okazaki, Y. Takano, et al.*, *Science*, **375**(6584), 1011 (2022).
11. *D. S. Lauretta, A. E. Bartels, M. A. Barucci, E. B. Bierhaus, et al.*, *Meteor. and Planet Science* **50**, 834 (2015).
12. *M. G. Daly, O. S. Barnouin, J. A. Seabrook, J. Roberts, et al.*, *Science Advances* **6** (41), id. eabd3649 (2020).
13. *Т. Н. Санникова, К. В. Холшевников*, *Астрон. журн.* **96**(5), 418 (2019).
14. *Т. Н. Санникова, К. В. Холшевников*, *Астрон. журн.* **97**(9), 747 (2020).
15. *Т. Н. Санникова*, *Астрон. журн.* **98**(12), 1030 (2021).
16. *Т. Н. Санникова*, *Астрон. журн.* **98**(4), 321 (2021).
17. *D. Vokrouhlický*, *Astron. and Astrophys.* **344**, 362 (1999).

18. *Y.-B. Xu, L.-Y. Zhou, C. Lhotka, and W.-H. Ip*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **493**(1), 1447 (2020).
19. *И. С. Градштейн, И. М. Рыжик*, *Таблицы интегралов, рядов и произведений*, под ред. А. Джеффри, Д. Цвиллингера, 7 изд-е., пер. с англ. под ред. В. В. Максимова (СПб.: БХВ-Петербург, 2011).
20. JPL Small-Body Database Search Engine, *Jet Propulsion Laboratory NASA*, https://ssd.jpl.nasa.gov/sbdb_query.cgi.
21. *D. Vokrouhlický, A. Milani, and S. R. Chesley*, *Icarus* **148**, 118 (2000).
22. *C. W. Hergenrother, C. K. Maleszewski, M. C. Nolan, J.-Y. Li, et al.*, *Nature Comm.* **10**, 1291 (2019).
23. *C. Lhotka, J. Souchay, and A. Shahsavari*, *Astron. and Astrophys.* **556**, id. A8 (2013).
24. *К. В. Холшевников, В. Б. Титов*, *Задача двух тел* (СПб.: изд. СПбГУ, 2007).

КОМПЛЕКСНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ БОЛИДА ПОТОКА ПЕРСЕИДЫ ПО ДАННЫМ СИСТЕМЫ БАЗИСНОГО ВИДЕОМОНИТОРИНГА SKYLINE

© 2022 г. К. И. Иванов^{1, *}, Е. С. Комарова¹, С. А. Язев^{1, 2}

¹ Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия

² Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

*E-mail: ivorypalace@gmail.com

Поступила в редакцию 19.10.2021 г.

После доработки 01.02.2022 г.

Принята к публикации 31.03.2022 г.

Проведено детальное исследование яркого метеора, зафиксированного над горным массивом Хамар-Дабан 12.08.2020 в 14:37:35 UT двумя автоматическими станциями видеомониторинга, действующими на территории Тункинской долины (республика Бурятия) в рамках проекта SkyLine. Определены астро- и фотометрические параметры события, установлена его принадлежность к конкретному метеорному потоку, восстановлены пространственные параметры траектории с проекцией на местность. Получены сведения об основных физических характеристиках метеорной частицы, включая геоцентрическую скорость и орбитальные параметры. Проанализирован химический состав метеороида на основе спектральных данных трека. Рассмотрена потенциальная возможность использования метеорных явлений в качестве инструмента для изучения верхних слоев атмосферы.

Ключевые слова: метеор, метеороид, болид, базисные наблюдения, астрометрия, фотометрия, спектральный анализ

DOI: 10.31857/S0004629922070039

1. ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день популярность исследований метеорных явлений не слишком высока. Объясняется это, в первую очередь, преимущественным интересом к более фундаментальным и масштабным направлениям астрономии, возросшим на фоне стремительного прогресса в области инженерных решений, лежащих в основе механизмов получения и обработки наблюдательных данных. Однако метеорная астрономия, практически исчерпавшая себя на исходе XX века ввиду технического несовершенства применявшегося оборудования и методов [1], переживает сегодня второе рождение. Высокочувствительные детекторы на базе компактных скоростных ПЗС- и КМОП-сенсоров, оснащенные широкополосными асферическими объективами сверхвысокой светосилы и находящиеся под управлением мощных ЭВМ, впервые в истории позволяют не только уверенно детектировать метеоры на обширных участках небесной сферы в широком диапазоне длин волн и режиме реального времени, но также отслеживать динамику сопутствующих процессов с временным разрешением порядка 0.01 с и выше.

Под метеором принято понимать совокупность физических явлений, сопровождающих

движение метеорной частицы (метеороида) в атмосфере небесного тела [2]. Помимо оптического, метеор является источником теплового, акустического, собственного и отраженного радиоизлучения [3]. В некоторых случаях имеет место электроакустический (так называемый электрофонный) эффект [4], присущий, как правило, метеорам ярче -4^m (болидам). Особо крупные метеороиды способны проникать в глубокие слои атмосферы и порождать яркие болиды, сопровождающиеся развитием вспышек, ударных волн и нередко оканчивающиеся выпадением метеорита [5].

Разнообразие наблюдаемых эффектов свидетельствует в пользу широкого спектра физических процессов, характеризующих метеор как атмосферное явление, развивающееся преимущественно в мезосфере [6]. С другой стороны, его источником является частица мелкой фракции реликтовой материи, входящей прежде в состав астероидов и комет [7] и недоступная для непосредственных наблюдений. Таким образом, явление метеора можно рассматривать как уникальный инструмент для решения целого ряда актуальных задач фундаментального и прикладного характера, среди которых особо стоит отметить

тему происхождения и эволюции Солнечной системы [8], исследование экзопланетных систем [9], планирование и реализацию космических миссий [10], обширный ряд вопросов в рамках концепции астероидно-кометной опасности [11], а также исследование физико-химических свойств атмосферы в диапазоне высот 80–130 км, практически недоступном для систематического изучения иными методами [12–14].

Настоящая работа посвящена результатам наблюдений отдельно взятого болида, зарегистрированного вблизи максимума потока Персеиды средствами автоматизированного комплекса Sky-Line. Определены основные астрофотометрические, физические, геометрические и географические параметры события, исследован химический состав исходного метеороида по данным спектрального анализа. Обсуждается потенциальная возможность использования метеоров в качестве инструмента исследования верхней атмосферы Земли. Кратко описывается современное состояние проекта.

2. ПРОЕКТ SKYLINE

В основу проекта положена концепция непрерывного видеомониторинга обширных участков небесной сферы с целью выявления, распознавания и регистрации транзитных явлений, частным случаем которых являются метеоры. Мониторинг выбранных областей производится параллельно с помощью двух идентичных автоматизированных наблюдательных станций, географически разнесенных на расстояние от нескольких десятков до нескольких сотен километров, что позволяет реализовать наиболее информативный на сегодняшний день метод базисных видеонаблюдений [15].

Ранее проект уже был освещен достаточно подробно [16, 17], однако к настоящему моменту серьезно модернизирован для решения более актуальных задач. В текущей конфигурации в его состав входят две наблюдательные станции, каждая из которых представляет собой полноценный самостоятельный комплекс, обеспечивающий получение и глубокий анализ данных в одностороннем режиме. Обе станции оборудованы четырьмя высокочувствительными детекторами на базе ПЗС-камеры Watec WAT-910HX, формирующей видеоряд с разрешением 768×576 точек при частоте 25 кадр/с. За построение изображения отвечает сверхсветосильный широкоугольный объектив Smartec STL-3080DC (F0.95, 6 мм), обеспечивающий поле зрения $48^\circ \times 36^\circ$ в масштабе 3.75'/пиксель. Фотометрическая глубина кадра по звездам и метеорам, достигаемая при оптимальных метеоусловиях, составляет 7^m и $4^m.5$ соответственно. Поле зрения, покрываемое

детекторами каждой установки, превышает 5000 град^2 .

Расположение наблюдательных станций подобрано с учетом благоприятных астроклиматических условий, потребной длины базиса и наличия необходимой инфраструктуры. По итогам анализа имеющихся возможностей были выбраны два пункта, удовлетворяющие всем вышперечисленным требованиям. Первый пункт расположен на территории Саянской солнечной обсерватории ИСЗФ СО РАН ($51^\circ 37' 18''$ с.ш., $100^\circ 55' 07''$ в.д., 2010 м), второй – в Геофизической обсерватории ИСЗФ СО РАН ($51^\circ 48' 37.5''$ с.ш., $103^\circ 04' 37.4''$ в.д., 680 м), на расстоянии 150 км от первого [18]. В целях обеспечения максимально эффективного покрытия небесной сферы поля зрения трех детекторов каждой станции ориентированы смежным образом (рис. 1). При этом области пространства, контролируемые соответствующими детекторами в обоих пунктах, максимально перекрывают друг друга, обеспечивая возможность двухсторонних синхронных регистраций. Суммарное поле зрения детекторов позволяет уверенно обнаруживать метеоры, сторающие над территорией общей площадью не менее $400\,000 \text{ км}^2$, более половины из которых – в базисном режиме. Общий объем детектируемого слоя атмосферы в диапазоне высот 80–120 км составляет около 15 млн. км^3 в одностороннем и более 6 млн. км^3 в базисном режиме. Эффективность проекта в базисном режиме достигает 55% от числа всех регистрируемых событий.

Четвертый детектор, входящий в состав каждой станции, представляет собой бесцелевой спектрограф на базе транспарентной дифракционной решетки ThorLabs GT50-08 с плотностью штрихов 830 шт/мм. Прибор покрывает общую с одним из основных детекторов область неба и служит для получения спектральных изображений метеоров ярче -1^m с разрешением около $15 \text{ \AA}/\text{пикс}$ в зависимости от условий наблюдений. Такого рода решение позволяет исследовать химический состав метеороидов в контексте их принадлежности к тем или иным потокам.

Вычислительная часть комплекса по-прежнему представлена программным пакетом японской компании Sonotaco [19] и дополнена авторским приложением SkyLine Database, разработанным на основе СУБД Microsoft Access 2010 для обеспечения удобства хранения и формирования произвольной выборки данных в любых разрезах. Автоматизированное управление системой осуществляется с помощью высокопроизводительной ЭВМ промышленного класса, разработанной компанией AdvantiX.

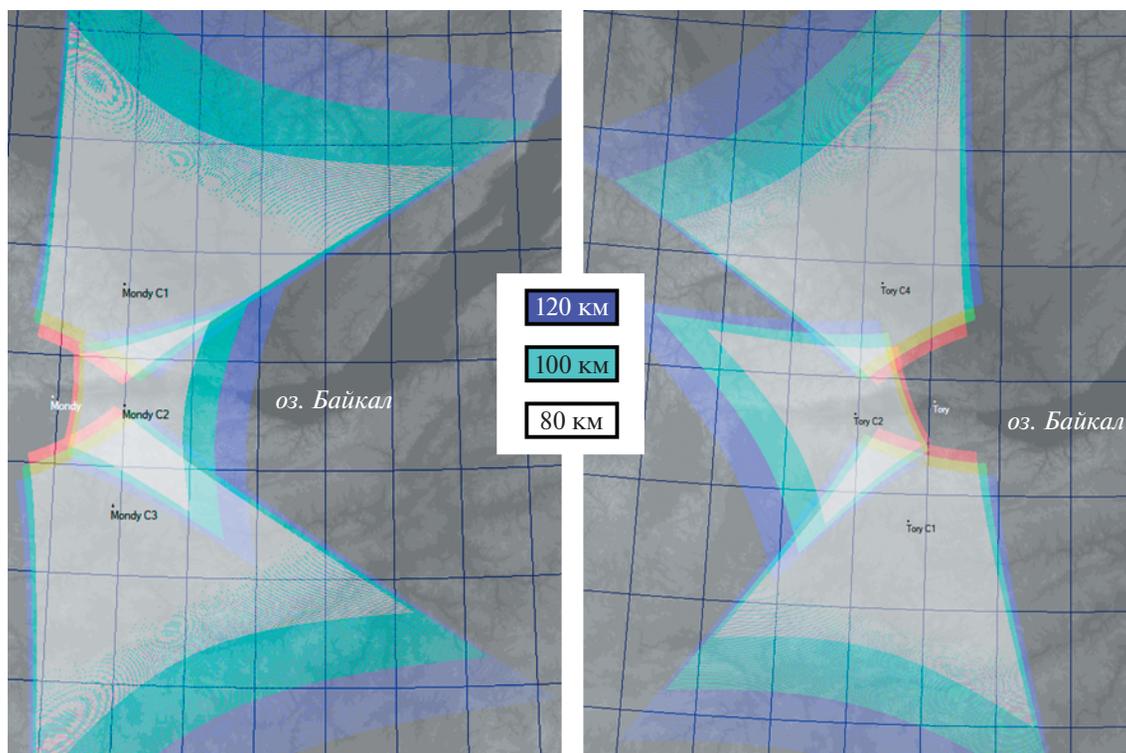


Рис. 1. Области покрытия детекторов в пунктах “SkyLine – Монды” (слева) и “SkyLine – Торы” (справа) на высотах сгорания метеоров.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ БОЛИДА PER 12.08.2020 Г. 14:37:35 UT

12 августа 2020 г. в 14:37:35 UT комплексом SkyLine был зафиксирован яркий метеор. Событие зарегистрировано в базисном режиме при хороших метеоусловиях, что позволило выполнить его подробное исследование, результатам которого посвящен данный раздел. Пиковое композитное изображение события представлено на рис. 2.

Максимальная звездная величина метеора, измеренная средствами ПО SonotaCo UFOAnalyzer 2.43 [20] для пунктов “Торы” и “Монды”, составила $-2.37^m \pm 0.27^m$ и $-2.70^m \pm 0.23^m$ соответственно. При этом абсолютная звездная величина по данным двухсторонних измерений равна $-4.03^m \pm 0.21^m$, что дает основание причислить событие к классу болидов. Расчетные координаты радианта по данным астрометрического анализа трека лежат в пределах действующего на момент регистрации метеорного потока Персеиды (рис. 3). Параметры орбиты, рассчитанные посредством ПО SonotaCo UFOOrbit 2.53 [21], соответствуют допустимому для рассматриваемого потока диапазону [22–24], графическое представление орбиты показано на рис. 4. Трехмерная модель траектории, построенная по данным анализа траектории, приведена на рис. 5. Астрофотомет-

рический анализ выполнен в автоматическом режиме на базе каталога звезд сравнения SKY2000 [25], основные результаты даны в табл. 1–3.

Технические возможности проекта SkyLine позволяют выполнять пок кадровую прецизионную фотометрию метеорных явлений с временным разрешением 0.04 с, обеспечивая возможность изучения характера взаимодействия метеорного тела с атмосферой как функции высоты

Таблица 1. Астрометрические параметры метеора

Координаты радианта, град	RA = 47.150585 ± 0.73 Dec = 57.470444 ± 0.71
Проекция начальной точки траектории, град	50.836044N, 102.723938E
Проекция конечной точки траектории, град	49.981411N, 101.941368E
Высота загорания, км	130.7 ± 1.72
Высота погасания, км	80.2 ± 1.75
Длина трека истинная, км	126.983 ± 1.13
Длина проекции трека, км	116.743 ± 1.21
Угловая скорость, град/с	16.377 ± 0.31
Геоцентрическая скорость, км/с	55.08 ± 1.12

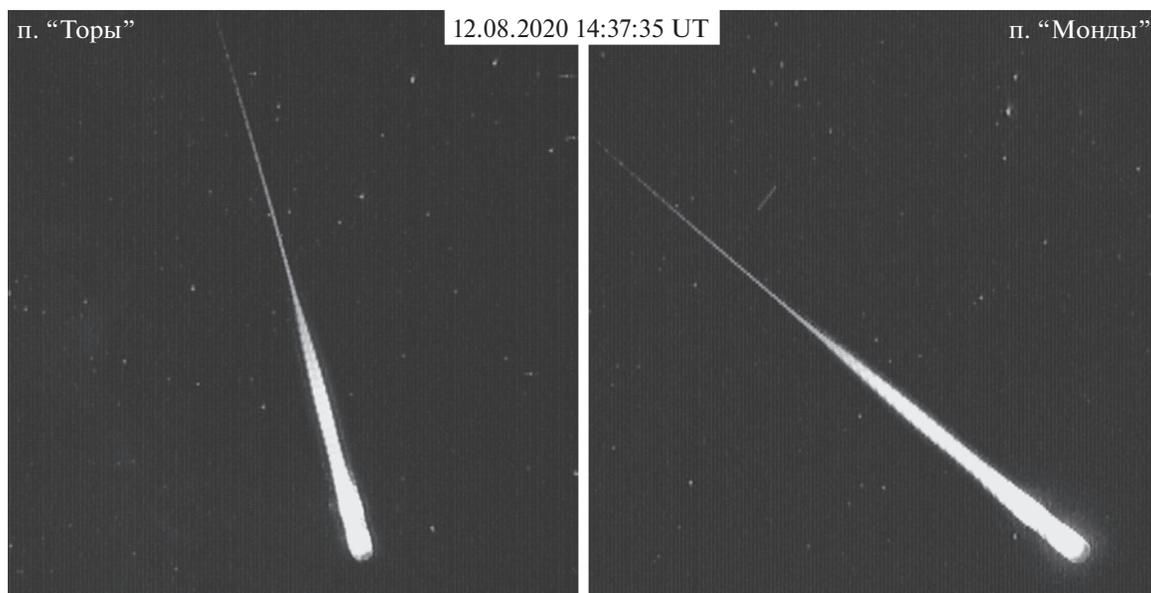


Рис. 2. Общий вид трека болида Per 12.08.2020 14:37:35 UT по данным детекторов С1 (п. “Торы”) и С4 (п. “Монды”).

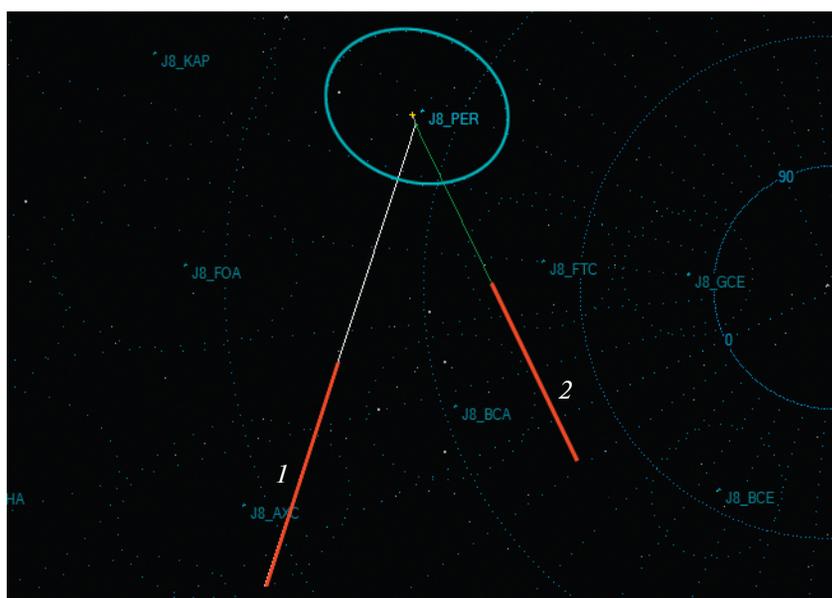


Рис. 3. Радиант болида Per 12.08.2020 14:37:35 UT, построенный по результатам базисных наблюдений для п. Монды (1) и п. Торы (2).

над уровнем моря. Результаты измерений представлены на рис. 6. Погрешность определения звездной величины составила 0.23^m и 0.27^m в

Таблица 2. Фотометрические параметры трека

Звездная величина, п. “Торы”	$-2.37^m \pm 0.27^m$
Звездная величина, п. “Монды”	$-2.70^m \pm 0.23^m$
Звездная величина абсолютная	$-4.03^m \pm 0.21^m$

пунктах “Монды” и “Торы” соответственно. Линия тренда определена полиномом 6-го порядка.

Рассматриваемый болид также был зафиксирован спектрографом на базе детектора С3 пункта “Монды”. Общий вид явления со спектром 1-го порядка представлен на рис. 7, хорошо заметны эмиссионные линии входящих в его состав химических элементов. Энергетический спектр, исправленный за функции пропускания атмосферы, дифракционной решетки и объекти-

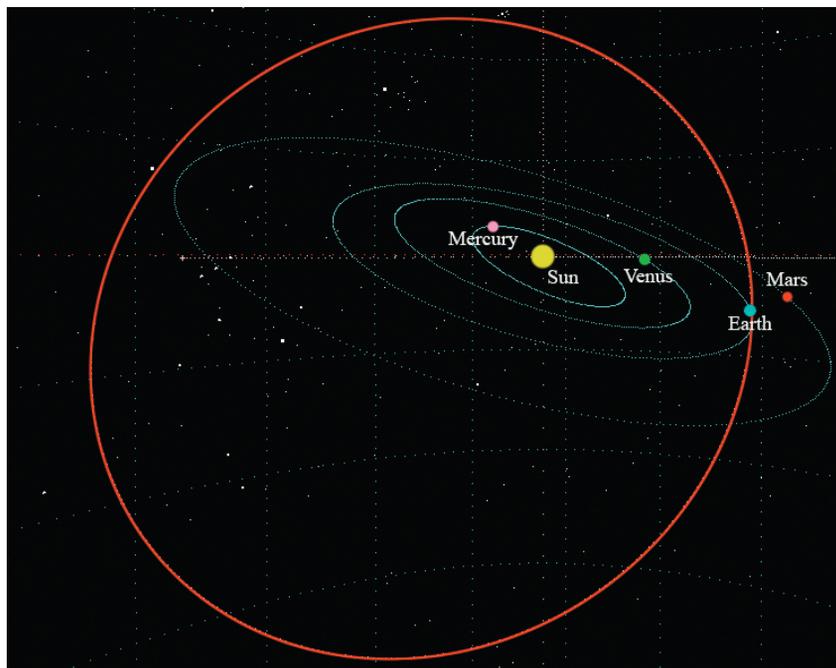


Рис. 4. Орбита метеороида Per 12.08.2020 14:37:35 UT.

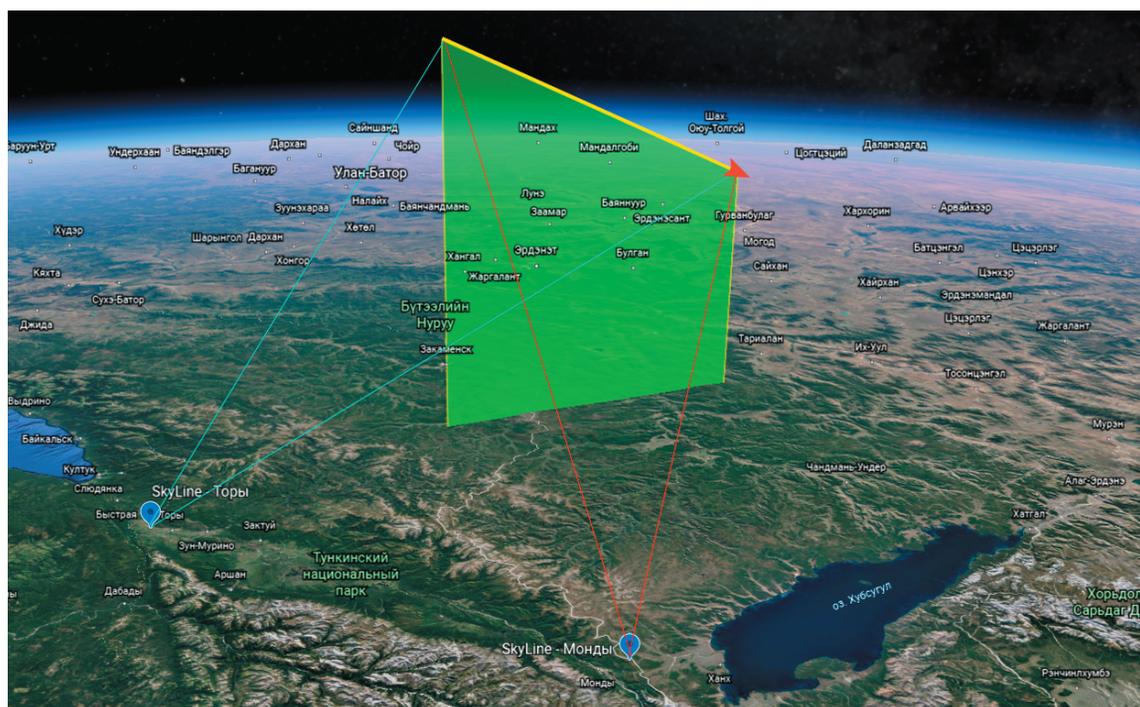


Рис. 5. Пространственная модель болида Per 12.08.2020 14:37:35 UT с проекцией на местность. Стрелкой указано направление движения метеорного тела.

Таблица 3. Орбитальные параметры метеороида

Большая полуось орбиты, а.е.	1.958 ± 0.095
Перигелийное расстояние, а.е.	0.927 ± 0.017
Эксцентриситет орбиты	0.526 ± 0.011
Орбитальный период, лет	2.741 ± 0.098
Аргумент перицентра, град	138.897 ± 0.21
Долгота восходящего узла, град	140.057 ± 0.37
Наклонение орбиты, град	109.610 ± 0.29

ва, а также функцию чувствительности сенсора, приведен на рис. 8. Обработка производилась с помощью ПО RSpec 2.0 [26], отождествление спектральных линий выполнено на основании спектральных справочных таблиц [27].

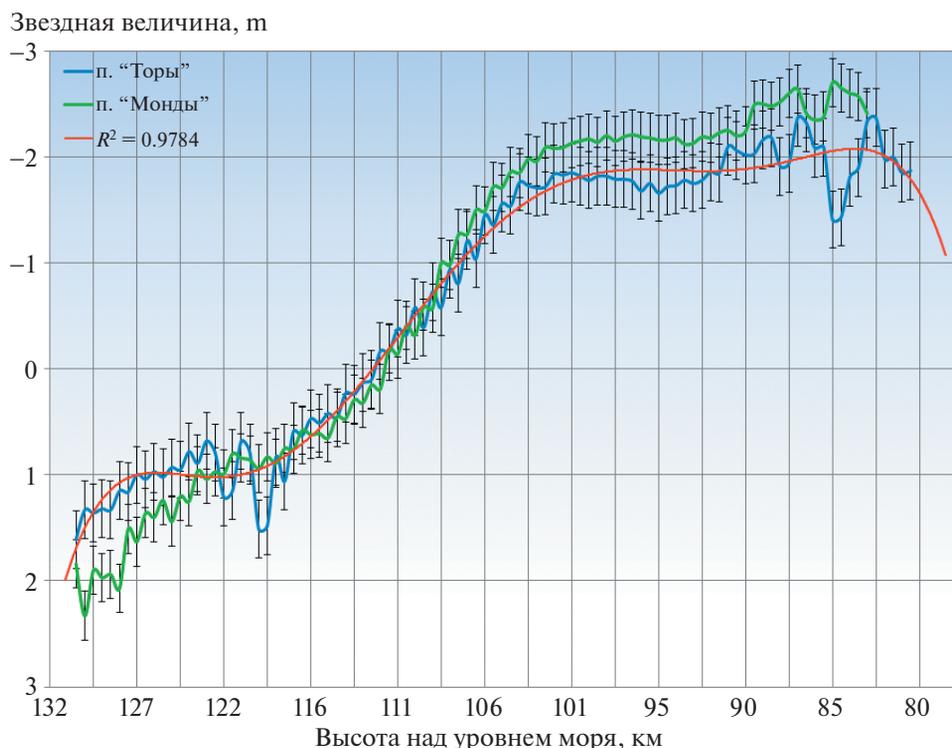
4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Согласно результатам исследования, болид Per 12.08.2020 14:37:35 UT уверенно принадлежит действовавшему на момент регистрации потоку Персеиды. Хотя расчетные орбитальные параметры метеорной частицы значительно отличаются от средних для данного потока, они все же находятся в пределах наблюдавшихся ранее значений [28]. Объясняется это, в первую очередь, значи-

тельным предполагаемым возрастом метеороидного роя Персеид, следствием которого является выраженная дисперсия кинематических параметров частиц, особенно в его афелийной части [29]. С другой стороны, орбиты крупных метеороидов, дающие начало ярким метеорам, подвержены более выраженному гравитационному воздействию иных тел Солнечной системы, что приводит к их постепенному видоизменению [30].

Реализуемый метод базисных видеонаблюдений дает возможность с высокой точностью восстанавливать пространственные параметры атмосферной траектории метеорных частиц с привязкой к местности. В рассмотренном случае метеороид, по всей видимости, полностью сгорел в верхних слоях атмосферы (см. рис. 5, табл. 1), однако более крупные тела могут выпадать в виде метеоритов вдоль известной проекции трека, что в значительной степени облегчает их поиск, а также подбор потенциальных свидетелей явления. Кроме того, анализ высот загорания и погасания метеоров потенциально может служить источником ценной информации об изменении толщины атмосферного слоя под действием различных факторов [31].

Возможность использования метеоров в качестве инструмента для исследования верхних слоев атмосферы заслуживает отдельного рассмотрения. На рис. 6 хорошо заметны три области посте-

**Рис. 6.** Кривые блеска болида Per 12.08.2020 14:37:35 UT.

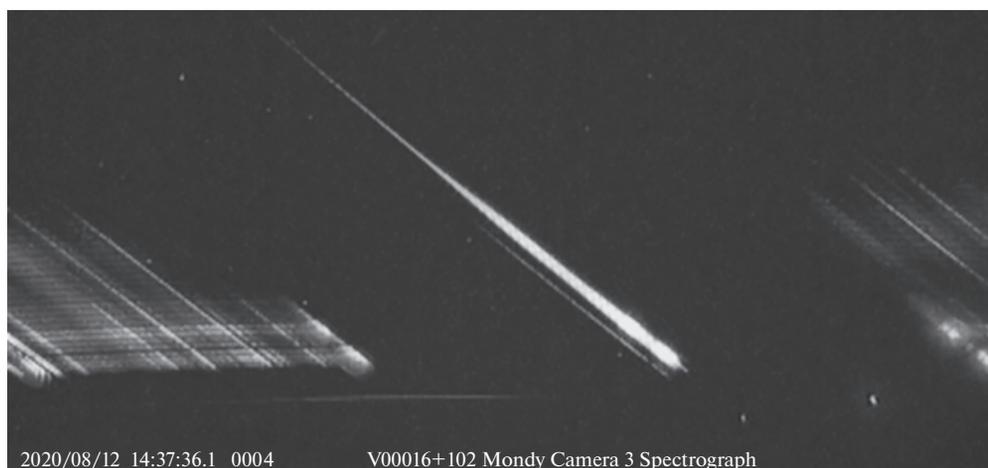


Рис. 7. Спектр болида Per 12.08.202014:37:35 UT 1-го порядка.

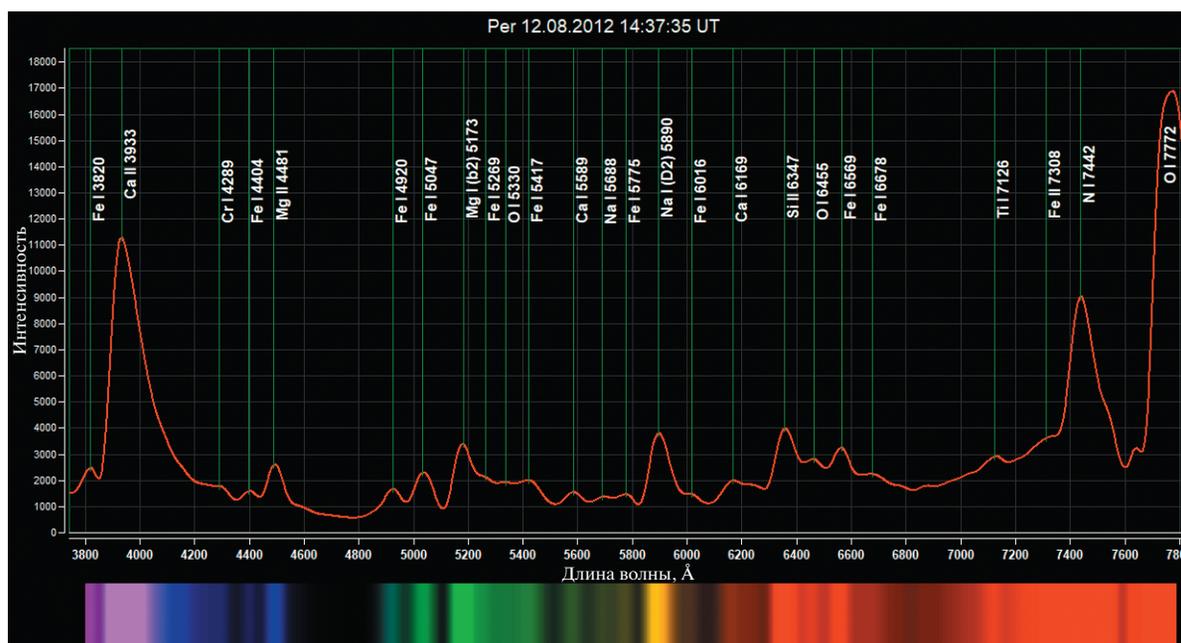


Рис. 8. Спектр болида Per 12.08.202014:37:35 UT с учетом всех необходимых поправок.

пенного увеличения яркости на высотах около 127, 98 и 83 км, в то время как на высотах 122 и 93 км наблюдается его плавное снижение. Поскольку звездная величина метеора есть функция плотности среды, сквозь которую движется порождающая его частица [1], подобное поведение может свидетельствовать о наличии в атмосфере перемежающихся слоев различной плотности на фоне ее общего возрастания по мере уменьшения высоты. Достоверная дифференциация вариаций яркости метеоров, вносимых влиянием оптиче-

ской прозрачности среды, ее плотности и химического состава, а также структурного состава порождающих их частиц, возможна при наличии достаточного количества наблюдательных данных, формирующих обширную статистику. Однако следует подчеркнуть, что четко прослеживаемая корреляция кривых блеска по данным с разных пунктов не может быть следствием местных флуктуаций прозрачности атмосферы ввиду значительной длины базиса, а также противоположной ориентации детекторов.

Уникальным отличием проекта SkyLine от многих установок подобного рода является возможность спектрографического анализа метеорных треков. Согласно рис. 8, химический состав метеорного тела достаточно прост и представлен, главным образом, железом и кальцием с включениями магния, натрия, кремния, титана и хрома. Обращает на себя внимание выраженный пик в коротковолновой части спектра, соответствующий иону Ca II 3933 Å, и, вероятно, неразрешенной линии Fe I 4005 Å, что позволяет предварительно отнести объект к классу хондритов. Умеренно выражены пики, соответствующие атомам Mg I 5173 и Na I 5890 Å, свойственные практически всем метеорам [32]. Наличие линий ионов Ca II 3933, Mg II 4481, Si II 6347 и Fe II 7308 Å в различных частях спектра может свидетельствовать в пользу значительных температур в области абляции, обусловленных высокой скоростью движения метеороида.

Наиболее мощные пики, расположенные в ближнем ИК-диапазоне, соответствуют излучению атомов атмосферного кислорода O I 7772 Å и азота N I 7442 Å. По всей видимости, данные линии никак не связаны с наличием указанных элементов в составе метеороида и возникают вследствие его взаимодействия с атмосферными газами. Таким образом, ионизационный след метеора потенциально может быть источником сведений о химическом составе верхних слоев атмосферы, который в настоящий момент является объектом пристального интереса. В частности, существует ряд работ, описывающих усиление атмосферной эмиссии в линиях различных элементов (особенно Na I, O I и OH) во время действия сильных метеорных потоков [33–38]. Также есть основания считать, что химический состав частиц отдельно взятого потока идентичен, и потому различные потоки могут преимущественно давать вклад строго определенных, конкретных элементов, прямо или косвенно определяя не только ее химический состав, но и гидродинамические характеристики [39].

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена на УНУ “Астрофизический комплекс МГУ-ИГУ”, поддержана Минобрнауки России (соглашение 13.УНУ.21.0007, гос. задание FZZE-2020-0017, FZZE-2020-0024).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Л. А. Катасев, *Исследование метеоров в атмосфере Земли фотографическим методом* (Л., 332 с., 1966).
2. В. В. Федынский, *Метеоры* (М., 112 с., 1956).

3. В. А. Бронштэн, *Метеоры, метеориты, метеороиды* (М.: Наука, 173 с., 1987).
4. И. С. Астапович, *Метеорные явления в атмосфере Земли* (М.: Физматгиз, 640 с., 1958).
5. ГОСТ 25645.112-84. *Вещество метеорное. Термины, определения и буквенные обозначения* (М.: Государственный комитет СССР по стандартам, 8 с., 1984).
6. Б. Ловелл, *Метеорная астрономия* (М.: Физ.-Мат. Лит., 490 с., 1958).
7. П. Б. Бабаджанов, Ю. В. Обрубов, *Астр. вестник* **387**, 25 (1991).
8. Н. В. Куликова, А. В. Мышев, Е. А. Пивненко, *Космогония малых тел* (М.: Космосинформ, 176 с., 1993).
9. M. Ollivier, T. Encrenaz, et al., *Planetary Systems. Detection, Formation and Habitability of Extrasolar Planets* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009).
10. М. Панасюк, Л. Новиков, *Модель космоса. Том II. Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов* (М.: КДУ, 1144 с., 2007).
11. Б. М. Шустов, Л. В. Рыхлова, *Астероидно-кометная опасность: вчера, сегодня, завтра* (М.: ФИЗМАТ-ЛИТ, 384 с., 2010).
12. Н. Н. Шефов, А. И. Семенов, В. Ю. Хомич, *Излучение верхней атмосферы – индикатор ее структуры и динамики* (М.: ГЕОС, 741 с., 2006).
13. С. К. Митра, *Верхняя атмосфера* (М.: ИЛ, 640 с., 1955).
14. И. С. Астапович, *Астрон. журн.* **28**, 16 (1939).
15. П. Б. Бабаджанов, *Метеоры и их наблюдение* (М.: Наука, 92 с., 1987).
16. К. И. Иванов, Е. С. Комарова, *Известия ИГУ* **55**, 16 (2016).
17. К. И. Иванов, Е. С. Комарова, *Материалы IV Всероссийской астрономической конференции “Небо и Земля”* (ИГУ, 76 с., 2016).
18. Институт солнечно-земной физики СО РАН. URL: <http://ru.iszf.irk.ru/>
19. Sonotaco web-site. URL: http://sonotaco.com/e_index.html
20. UFO Analyser V2 Guide. URL: http://sonotaco.com/soft/download/UA2Manual_EN.pdf
21. UFO Orbit V2 Guide. URL: https://sonotaco.com/soft/UO2/UO21Manual_EN.pdf
22. P. Brown, R. J. Weryk, and D. K. Wong, J. Jones, *Icarus* **317**, 195 (2008).
23. P. Brown, D. K. Wong, R. J. Weryk, and P. Wiegert, *Icarus* **66**, 207 (2010).
24. P. Jenniskens, Q. Nénon, J. Albers, et al., *Icarus* **331**, 266 (2016).
25. SKY2000 Star Catalog. URL: <http://tdc-www.harvard.edu/catalogs/sky2k.html>
26. С. Л. Мандельштам, С. М. Райский, *Таблицы спектральных линий* (М., 345 с., 1938).
27. Rspec web site. URL: <http://rspec-astro.com>
28. T. J. Jopek, G. B. Valsecchi, and Cl. Froeschle, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **751**, 304 (1999).

29. *D. Vida*, Electronic Thesis and Dissertation Repository 6944 (2020).
30. *G. B. Valsecchi, T. J. Jopek, and Cl. Froeschle*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **743**, 304 (1999).
31. *P. Koten, P. Spurny, J. Borovicka, et al.*, Meteoritics & Planetary Science **1305**, 41 (2006).
32. *S. Abe, N. Ebizuka, H. Murayama, et al.*, Earth, Moon and Planets **265**, 95 (2004).
33. *J. Ma, X. Xue, X. Dou, et al.*, J. Geophys. Res.: Space Phys. **7614**, 124 (2019).
34. *M. Gadsten*, Atmospheric terrestrial physics **51**, 30 (1968).
35. *Н. Н. Шефов*, Полярные сияния и свечения ночного неба **21**, 18 (1970).
36. *Л. М. Фишкова* *Ночное излучение среднеширотной верхней атмосферы Земли* (Тбилиси: МЕЦНИИ-РЕБА, 271 с., 1983).
37. *Л. М. Фишкова, К. Д. Квавадзе*, Геомагнетизм и аэрономия **858**, 27 (1987).
38. *N. Brosch and O. Shemmer*, Earth, Moon and Planets **535**, 82 (2000).
39. *Е. С. Комарова, А. В. Михалев*, Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса **277**, 11 (2014).