

## ОПТИЧЕСКИЙ МОНИТОРИНГ SS 433 В 2017–2021 ГОДАХ

© 2022 г. А. М. Черепашук<sup>1, \*</sup>, А. В. Додин<sup>1</sup>, К. А. Постнов<sup>1,2</sup>, А. А. Белинский<sup>1</sup>,  
М. А. Бурлак<sup>1</sup>, Н. П. Иконникова<sup>1</sup>, Т. Р. Ирсмамбетова<sup>1</sup>, С. А. Трушкин<sup>3</sup>

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

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

<sup>3</sup>Специальная 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  $\pm 11$  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  $\sim 40$  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

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

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  $\sim 40$  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  $\lambda$  3600–7500 Å, спектральное разрешение  $\sim 2000$ ) и А-спектрограф телескопа ЗТЭ (перестраиваемый спектральный диапазон, разрешение  $\sim 1000$ ), 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-

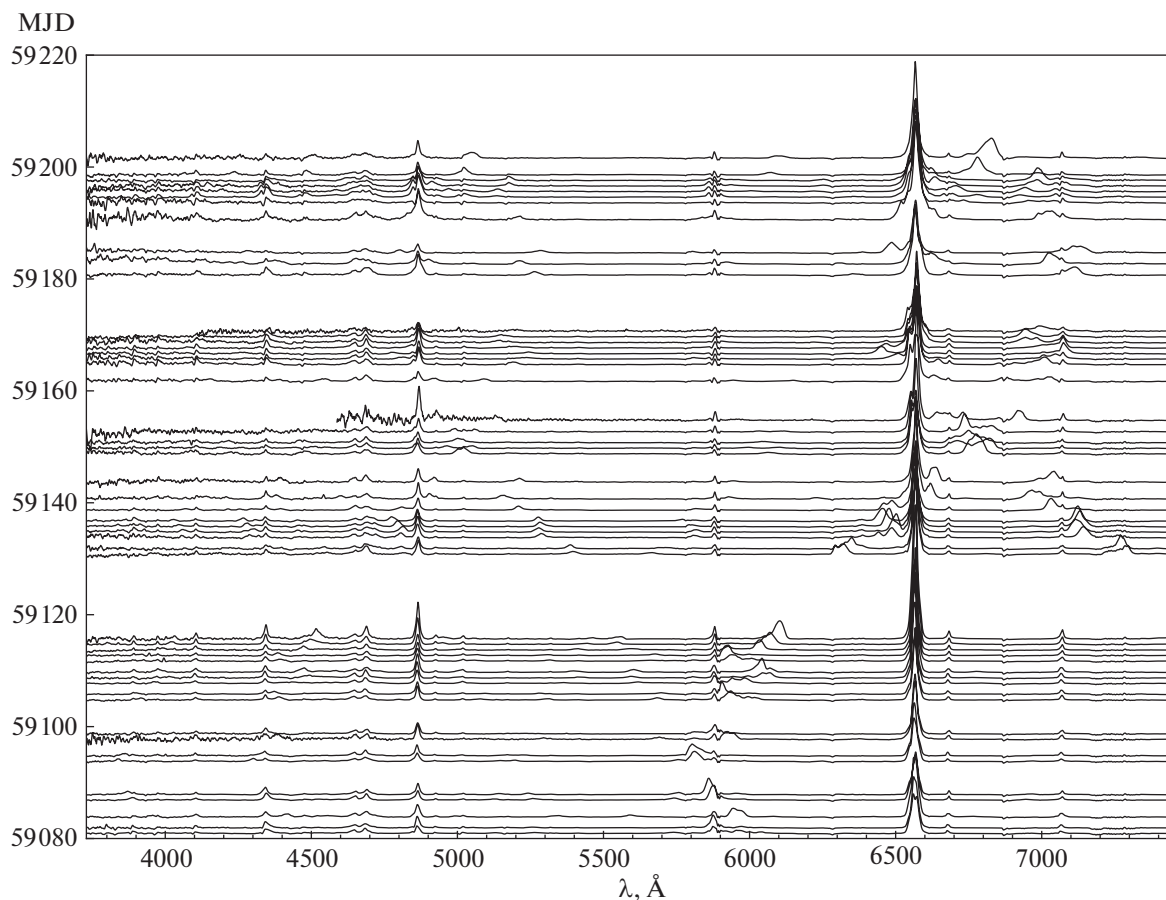


Рис. 1. Серия спектров SS 433, полученных на TDS в период с 19 августа по 18 декабря 2020 г.

лах продолжительностью  $\sim 3$  года каждый:  $\theta$  — 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  $P_{\text{orb}}$  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

$N$	$JD_{\text{start}} - JD_{\text{end}}$	$\beta$	$\theta, ^\circ$	$i, ^\circ$	$P_{\text{прец}}, \text{сут}$	$t_0, \text{сут}$
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. Сбои 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

$N$	$Z_{\text{nut}}, \times 10^{-3}$	$P_{\text{нут}}, \text{сут}$	$t_{\text{нут}}, \text{сут}$
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.

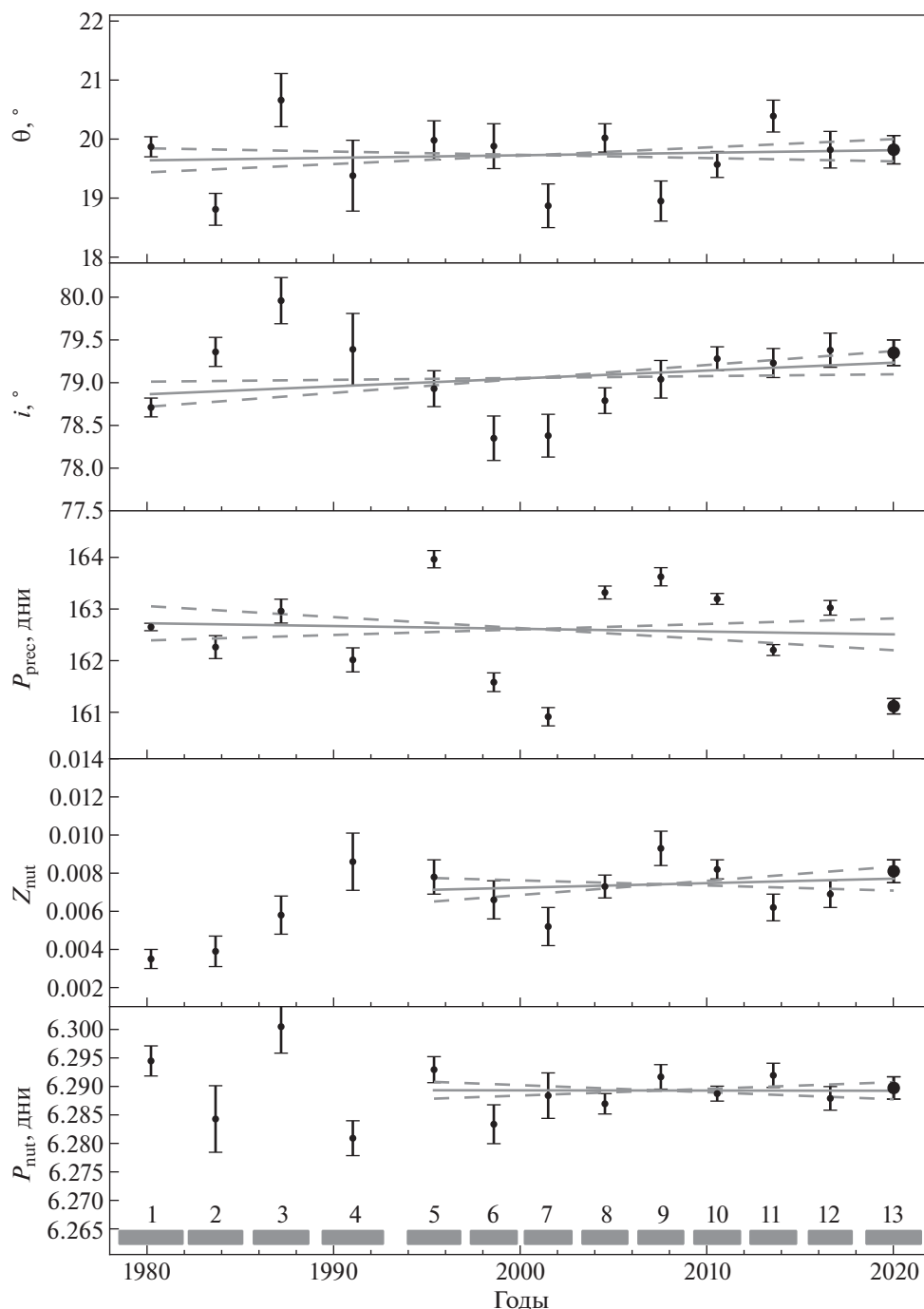
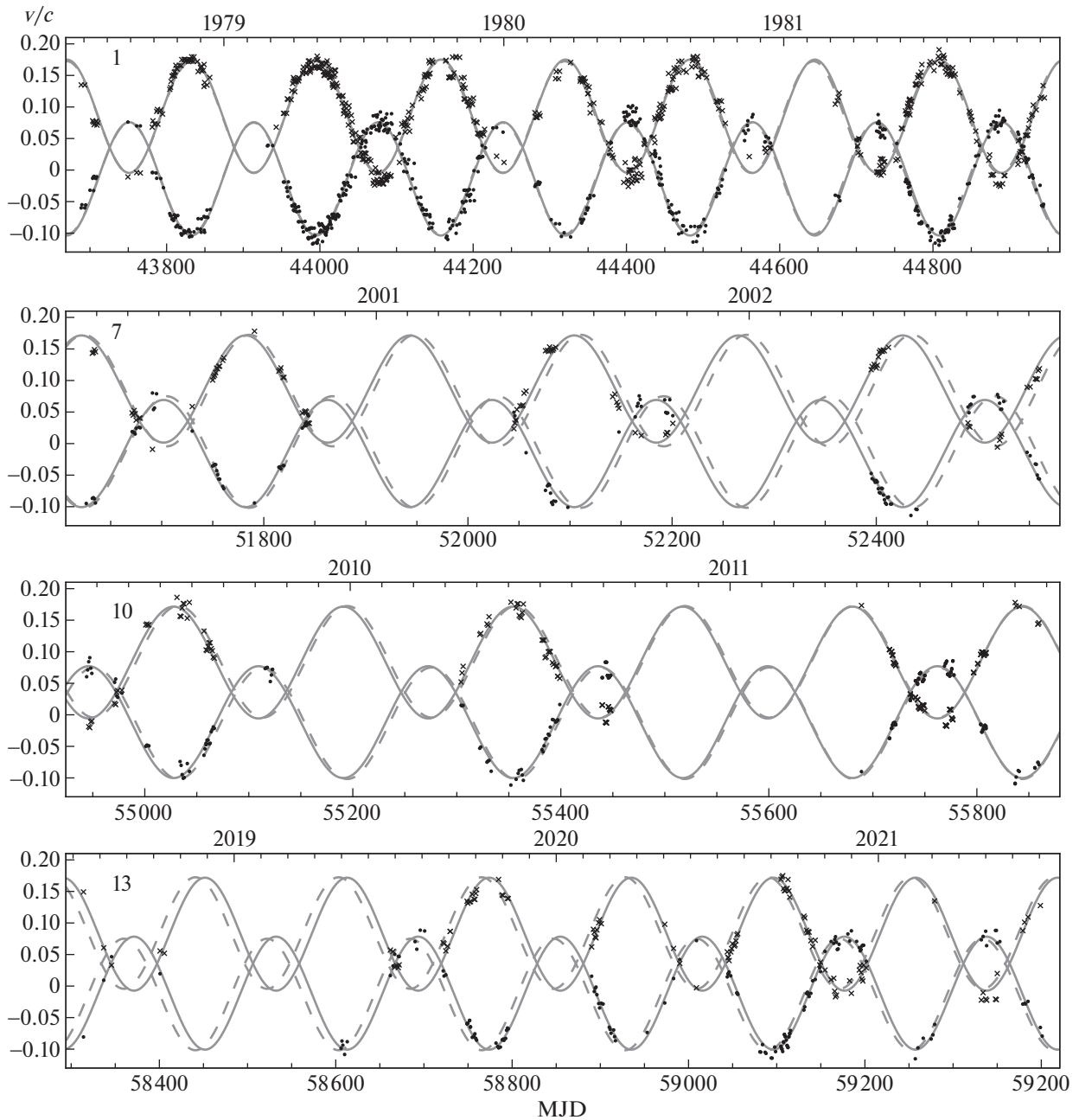


Рис. 2. Параметры кинематической модели. Жирными точками выделены параметры, определенные в этой статье.

$\dot{M}_{cr} \approx 10^{-7} [M_{\odot}/\text{год}] (M_x/10M_{\odot})$  – критический темп аккреции, соответствующий эддингтоновской светимости  $L_{\text{Edd}}$  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,  $\alpha$  – 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-

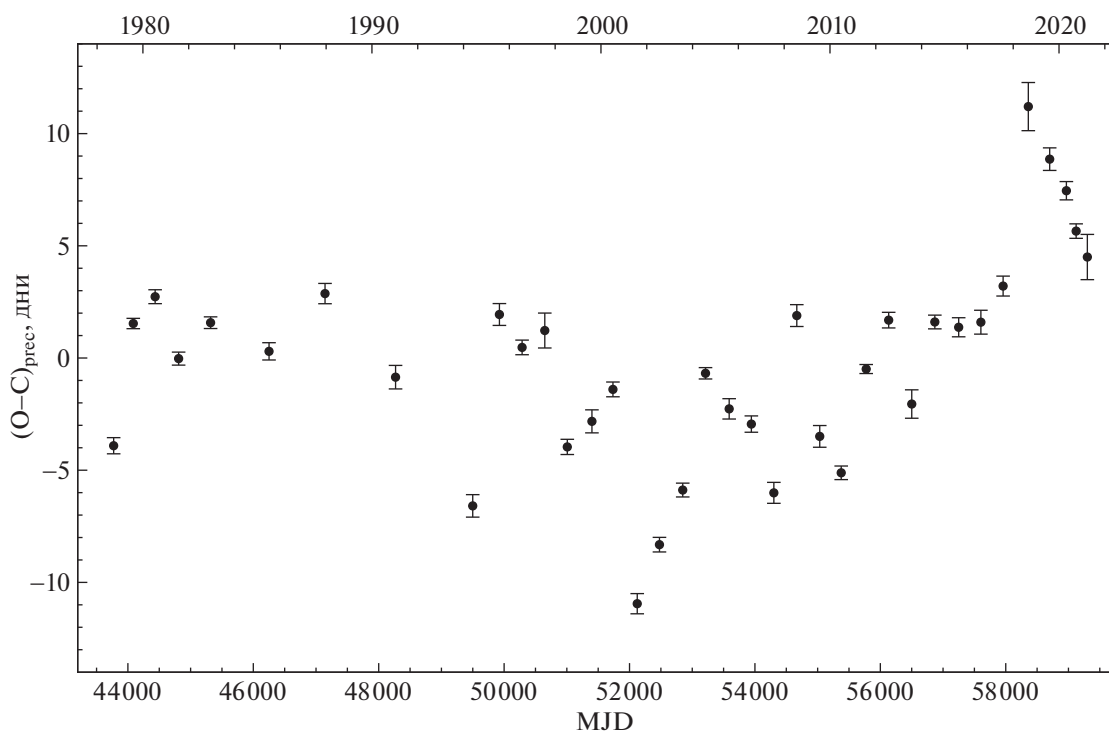


Рис. 4. Сдвиг прецессионной кривой относительно средней для каждого наблюдательного сезона.

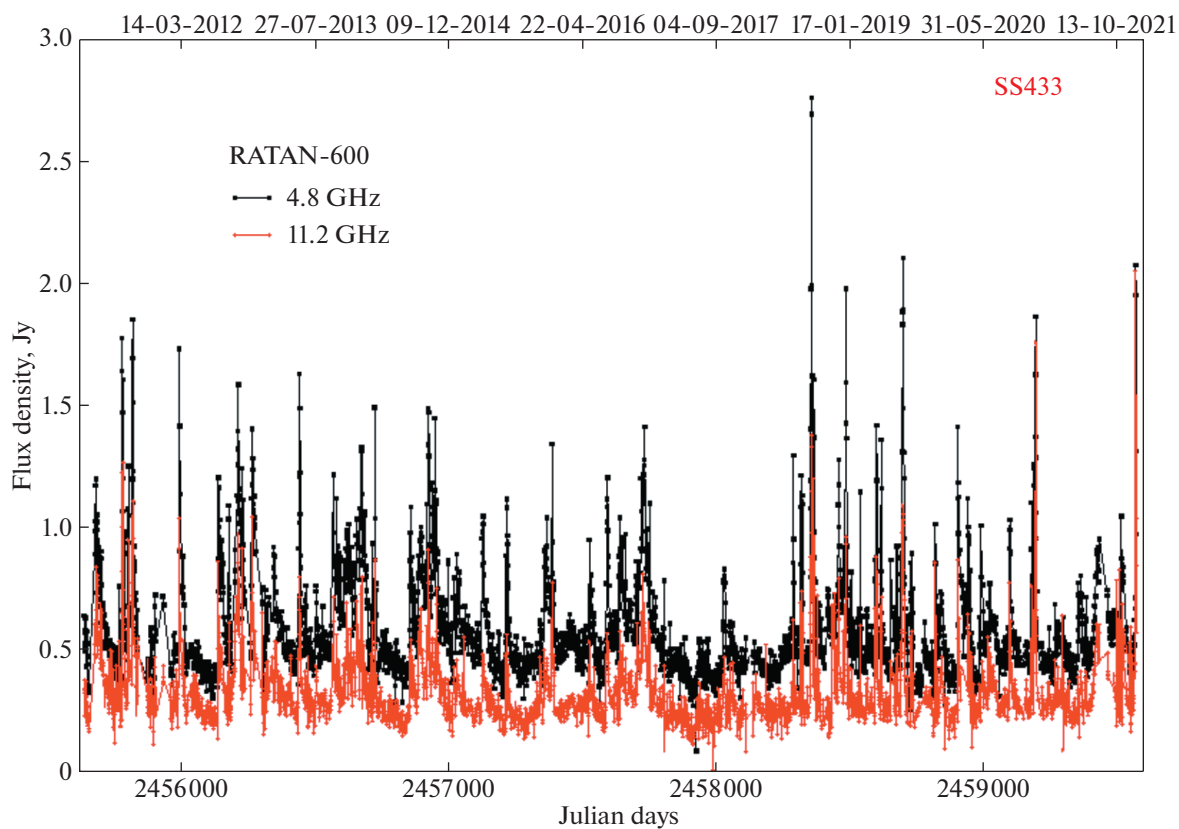


Рис. 5. Радиомониторинг SS 433 в 2011–2021 гг. на РАТАН-600. Заметен “спокойный” период перед повышенной активностью в 2018 г.

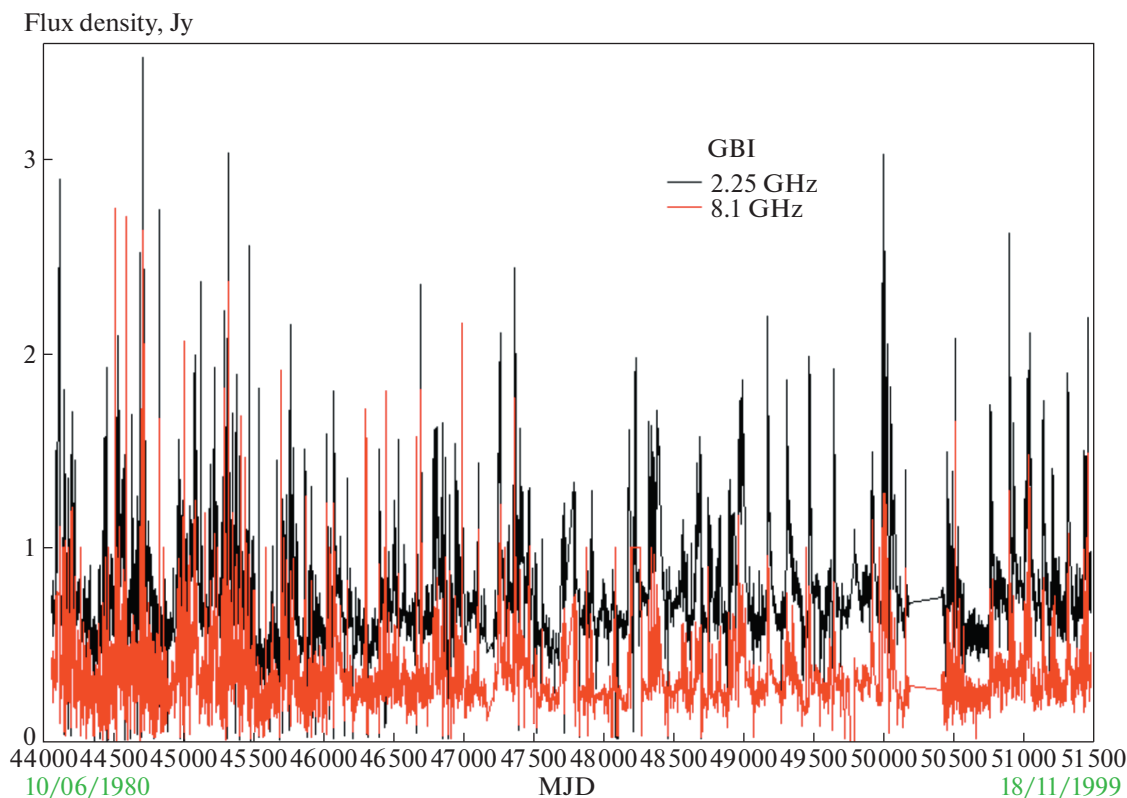


Рис. 6. Радиомониторинг SS 433 в 1980–1999 гг. на радиотелескопе Green Bank Interferometer. Анализ не выявляет явных закономерностей в радиовспышках.

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

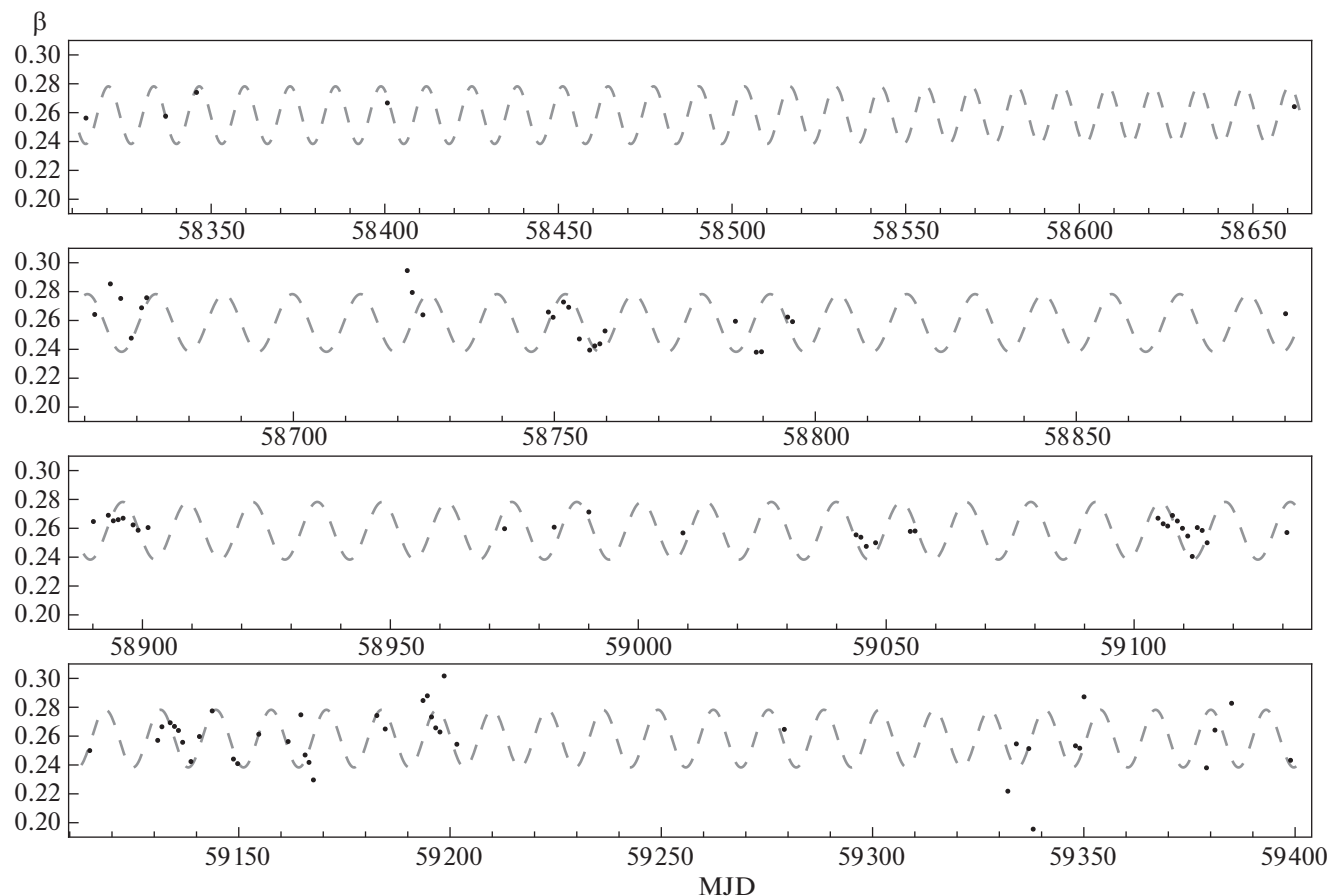
Лагранжа относительно среднего значения. Кроме того, при повышении темпа аккреции увеличивается отток ветра от сверхкритического диска, что эффективно увеличивает альфа-параметр вязкости и укорачивает вязкое время.

Наличие изгиба диска может приводить к сдвигу фазы между спектральной и фотометрической прецессионной переменностями: 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  $\sim 0.02$  выявляется как по всем данным в совокупности, так и только по данным





**Рис. 7.** Зависимость  $\beta$  от времени в течение последних трех лет. Штриховой кривой показана синусоида с орбитальным периодом.

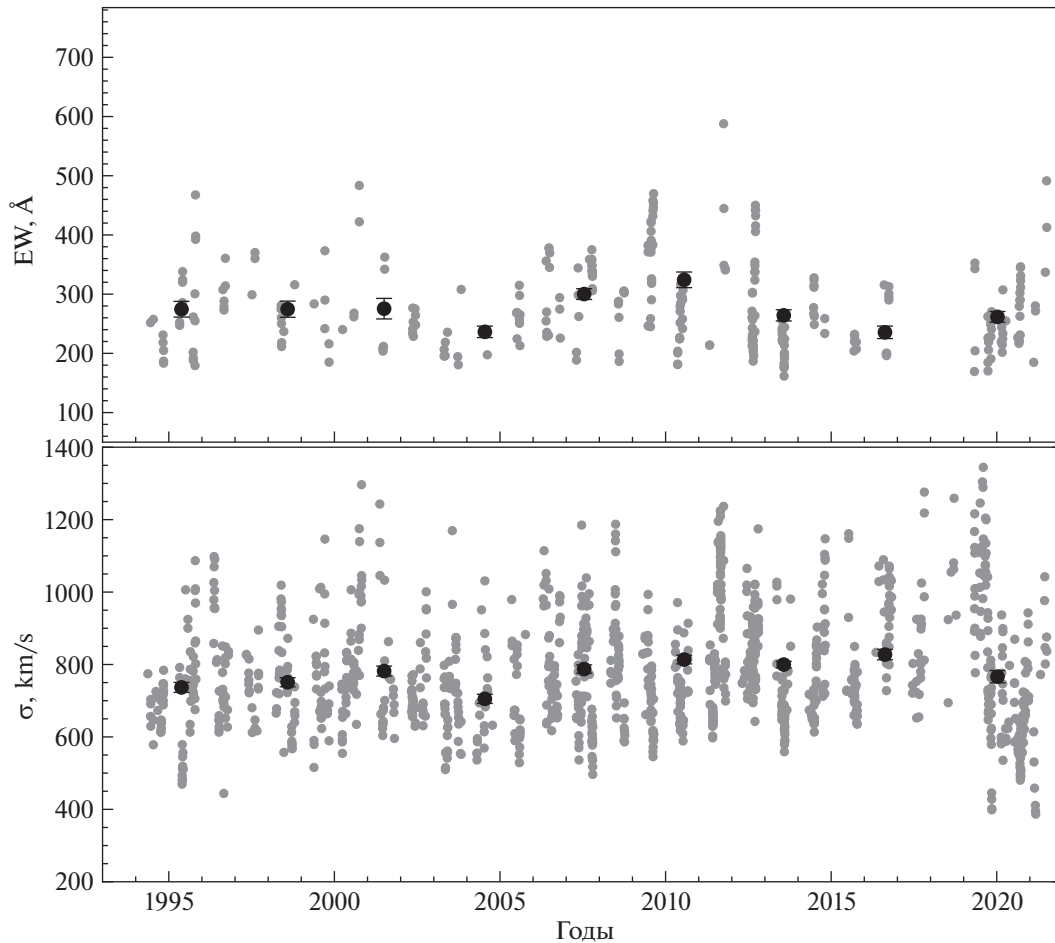
2018–2021 гг. (см. рис. 7). Квазипериодическая переменность в  $\beta(t)$  с периодом 11.27, найденная по историческим данным [6, 7], не выявляется в последних данных.

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  $\sigma$  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.

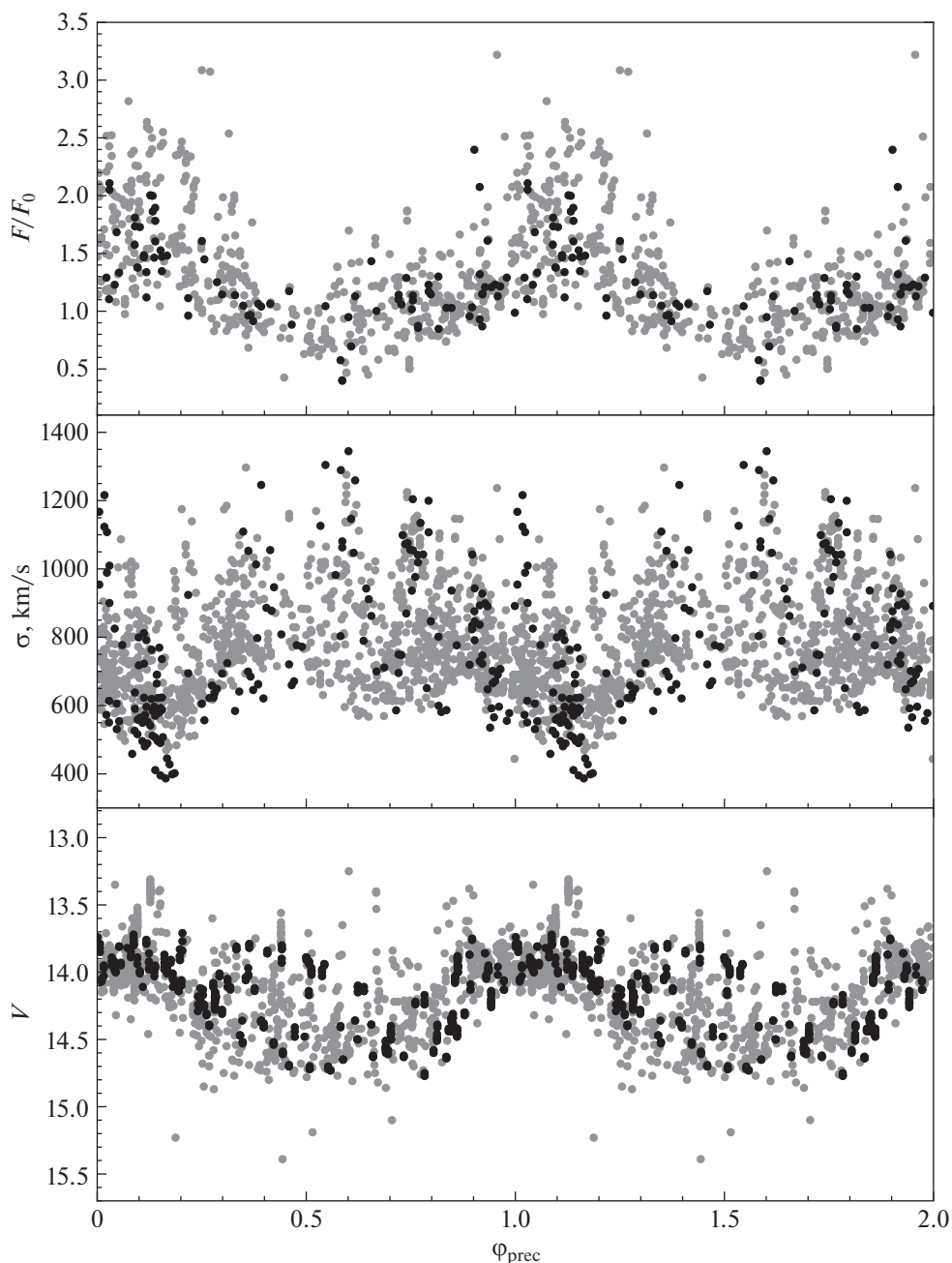
ности с периодом около 11 лет, однако, для ее подтверждения необходимо пронаблюдать еще один период. Похожий период, но с другой фазой, также виден в средней амплитуде нутации  $Z_{\text{nut}}$  на рис. 2.

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  $\sigma^2$  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

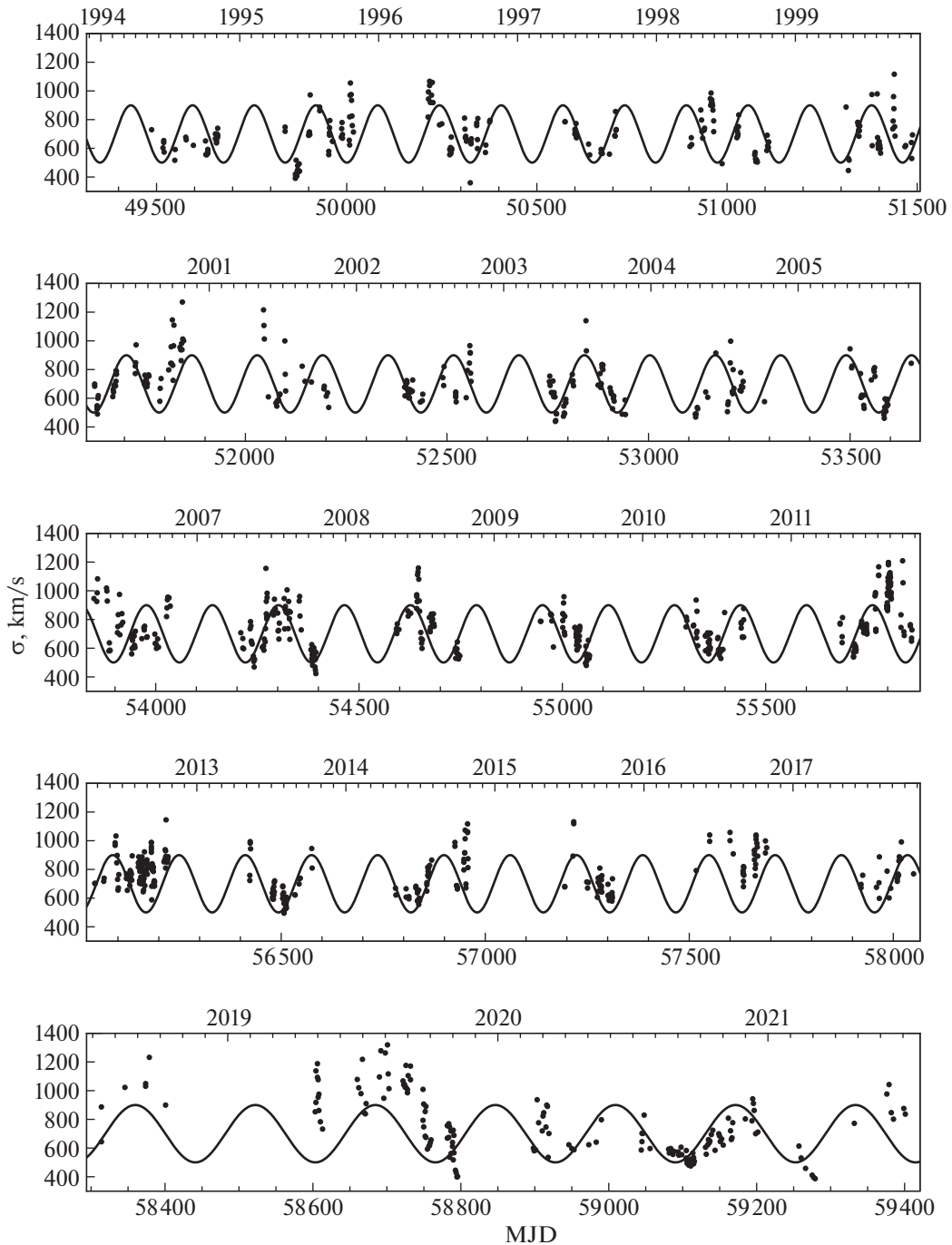


**Рис. 9.** Изменение относительного потока (вне затмений) и ширины  $\sigma$  стационарной линии  $\text{H}\alpha$  от прецессионной фазы. Серыми точками показаны исторические данные (1994–1997 гг.). Черными — данные, полученные в этой работе (2018–2021 гг.). Внизу показана сводная внезатменная прецессионная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

фильтрах  $R$  и  $I$ . Околзвездная 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  $\sigma$  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-

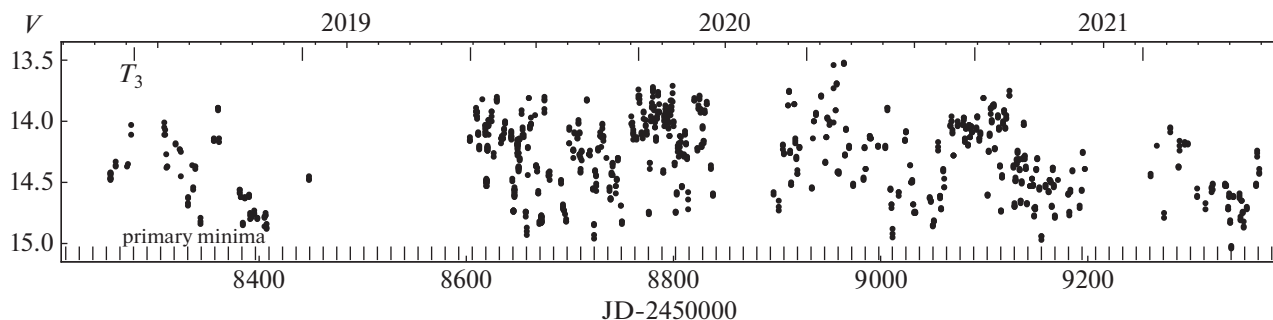


Рис. 11. Результаты фотометрического мониторинга в КГО в фильтре  $V$ . Черточками (в верхней части рисунка) помечены моменты  $T_3$  и главного минимума (на нижней части рисунка).

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 ( $\Delta_1$ ) и вторичного ( $\Delta_2$ ) минимумов орбитальных кривых в звездных величинах

Фильтр	$\Delta_1$	$\Delta_2$	$m_0$
$U$	$0.907 \pm 0.013$	$0.456 \pm 0.013$	$16.910 \pm 0.007$
$B$	$0.706 \pm 0.008$	$0.341 \pm 0.008$	$16.061 \pm 0.005$
$V$	$0.644 \pm 0.005$	$0.244 \pm 0.005$	$13.960 \pm 0.003$
$R$	$0.440 \pm 0.004$	$0.222 \pm 0.005$	$12.277 \pm 0.003$
$I$	$0.407 \pm 0.008$	$0.191 \pm 0.009$	$10.873 \pm 0.005$

Примечание.  $m_0$  — средний уровень блеска вне затмений.

## 9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

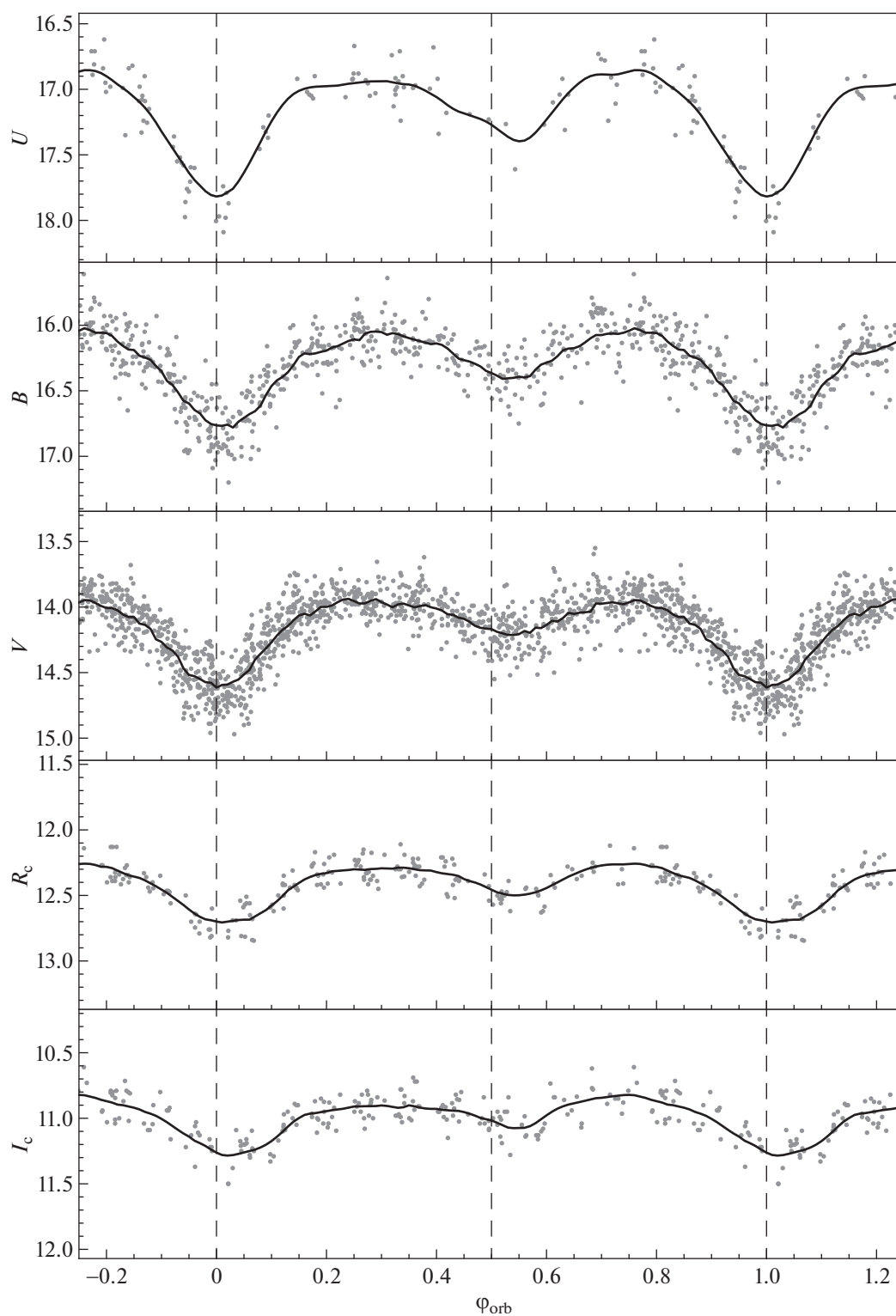
Нестационарный характер аккреционных процессов в SS 433 требует накопления большого количества наблюдательных данных для выделения систематических эффектов, раскрывающих природу и эволюционное состояние системы. Организованный нами плотный спектральный и фотометрический мониторинг позволил нам разрешить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

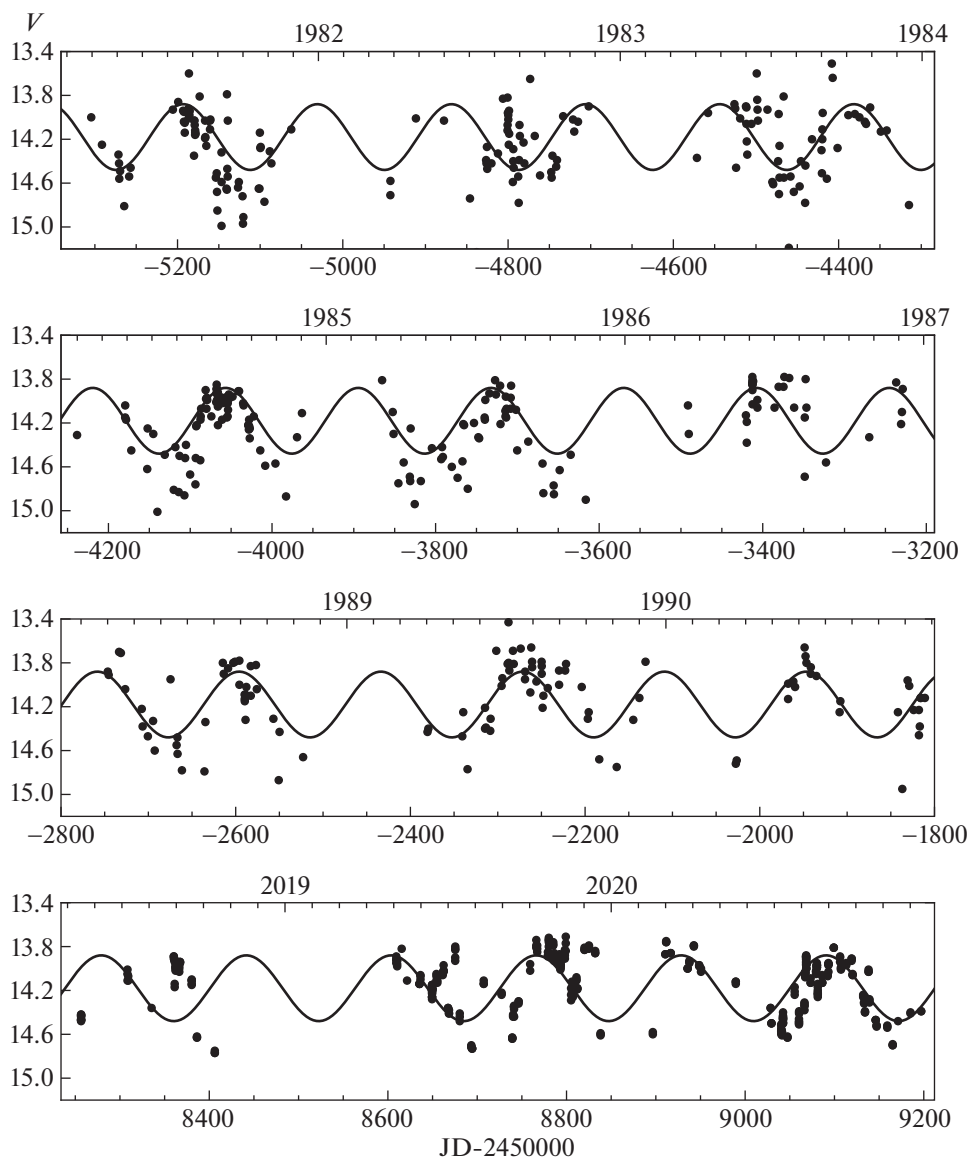
2. Почему система SS 433 разделенная? Потому что отношение масс  $M_X/M_V$ , найденное нами, велико,  $q = M_X/M_V > 0.8$ .

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).