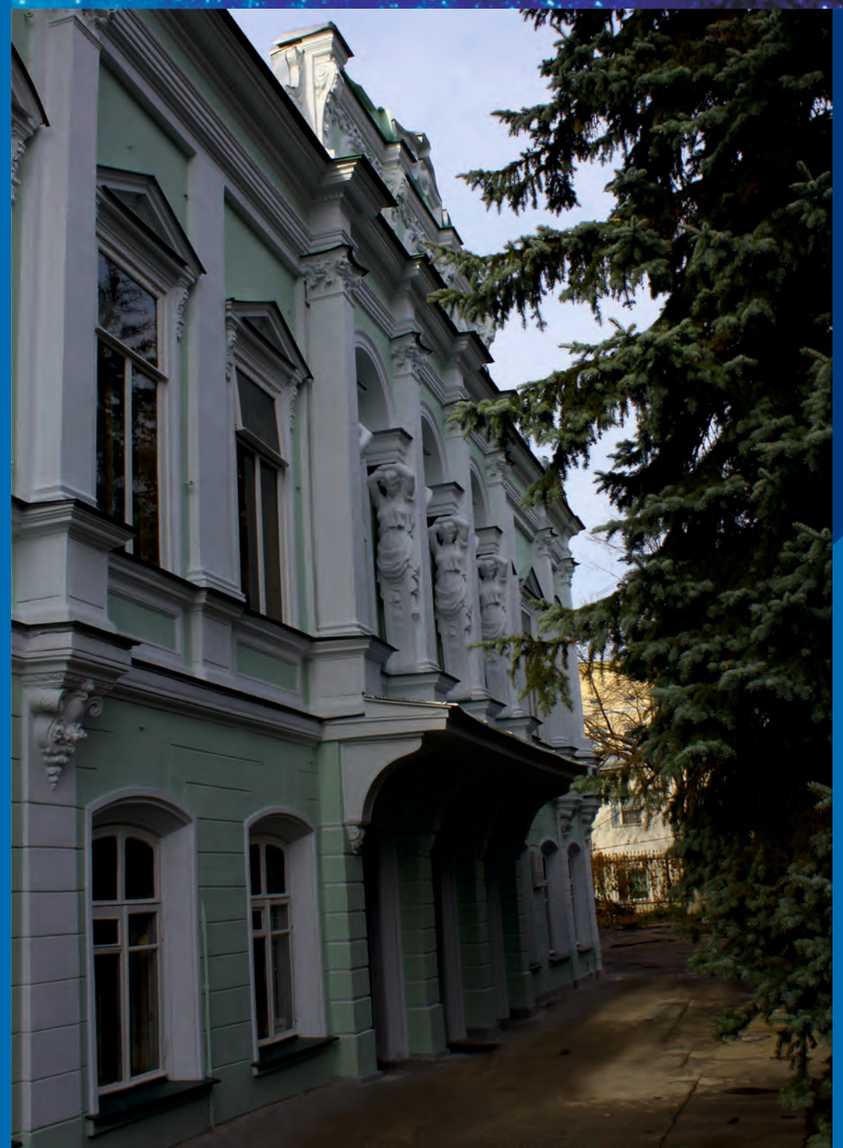
ISSN 2658-5669

НАУЧНЫЕ ТРУДЫ ИНСТИТУТА АСТРОНОМИИ РАН

INASAN SCIENCE REPORTS



ТОМ 11
ВЫПУСК 1

В ЖУРНАЛЕ «НАУЧНЫЕ ТРУДЫ ИНСТИТУТА АСТРОНОМИИ РАН» ПУБЛИКУЮТСЯ СТАТЬИ ПО РАЗЛИЧНЫМ АСПЕКТАМ АСТРОНОМИИ, В ТОМ ЧИСЛЕ ПО ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И НАБЛЮДАТЕЛЬНОЙ АСТРОФИЗИКЕ, ПЛАНЕТНОЙ АСТРОНОМИИ, ЗВЕЗДНОЙ АСТРОНОМИИ, ФИЗИКЕ СОЛНЦА, НЕБЕСНОЙ МЕХАНИКЕ АСТРОНОМИЧЕСКИМ МЕТОДАМ И ПРИБОРАМ, КОСМИЧЕСКИМ ИССЛЕДОВАНИЯМ И ИССЛЕДОВАНИЯМ В ОБЛАСТИ КОСМИЧЕСКОЙ ГЕОДЕЗИИ.

ISSN 2658-5669
9 772658 566009

ИНАСАН

МОСКВА
2026

УДК 52
ББК 22.6
Н34

Н34 **Научные труды Института астрономии РАН. Том 11(1).** –
М.: Изд-во Янус-К, 2026, 72 с., илл.

ISSN 2658-5669 e-ISSN 2712-8318

«Научные труды Института астрономии РАН» – рецензируемый журнал, публикующий статьи по различным аспектам астрономии, в том числе по теоретической и наблюдательной астрофизике, планетной астрономии, звездной астрономии, физике Солнца, небесной механике, астрономическим методам и приборам, космическим исследованиям и исследованиям в области космической геодезии.

INASAN Science Reports. Vol 11(1). M.: Janus-K, 2026, 72 pp.

ISSN 2658-5669 e-ISSN 2712-8318

INASAN Science Reports is a peer-reviewed journal that publishes papers in various fields of astronomy, including theoretical and observational astrophysics, planetary astronomy, galactic astronomy, solar physics, celestial mechanics, astronomical methods and tools, space research and studies related to space geodesy.

Учредитель:
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Института астрономии Российской академии наук

Журнал зарегистрирован в Федеральной службе по надзору
в сфере связи, информационных технологий и массовых коммуникаций
(Свидетельство о регистрации ПИ № ФС 77-83927 от 16.09.2022)

Научное издание

Научные труды
Института астрономии РАН.
Том 11 (1)

Сдано в набор 28.01.2026. Подписано в печать 02.01.2026
Формат 60x90/8. Бумага офсетная.
Уч.-изд. п.л. 9,0. Физ. п.л. 9,0. Тираж 100. Заказ №8291

Издательство «Янус-К»
127411, Москва, Учинская ул., д. 1

Отпечатано в ООО «ИНФОРМ-СОФТ»
119034, Москва, Еропкинский пер., д. 16

С 22 по 26 сентября 2025 года в Санкт-Петербургском государственном университете (СПбГУ) состоялась Всероссийская конференция с международным участием «Физика звёзд в эпоху многоволновых наблюдений». Она продолжила традиции, заложенные конференциями по физике звёздных атмосфер, с 1976 года регулярно проводившимися в Советском Союзе, а затем в России, Украине, Азербайджане. В конференции очно и дистанционно приняли участие 137 человек из различных университетов и обсерваторий России, Азербайджана, Армении, из них, более половины (71 человек) — это молодые участники, включая аспирантов и студентов.

Тематика нашей конференции касалась проблем в таких областях, как наблюдения звёзд, атомные данные для физики звёзд, искусственный интеллект и большие данные, фундаментальные параметры и магнитные поля звёзд, атмосферы звёзд и формирование спектров, звёздная активность, околозвёздные диски и экзопланеты, переменные и пульсирующие звёзды, поздние стадии эволюции звёзд и компактные объекты. По каждому из направлений было заслушано 89 обзорных и устных докладов, и представлено 15 стендовых докладов. Программу заседаний можно найти на сайте конференции `https://events.spbu.ru/stars-2025`.

Все статьи, представленные в этом и следующем выпусках «Научных трудов Института астрономии РАН», подготовлены по материалам докладов на конференции «Физика звёзд в эпоху многоволновых наблюдений».

Со-председатели организационного комитета конференции
Д. ф.-м. н. Л.И. Машонкина
Д. ф.-м. н. А.Ф. Холтыгин

Комплексные исследования быстровращающейся MCP-звезды 56 Ari с учетом эффекта пекулярности

Алиев С.Г., Халилов В.М., Алышова З.М.

Шамахинская астрофизическая обсерватория, Шемахы, Азербайджан

На основании комплексных наблюдений и литературных данных были определены фазы, соответствующие ($\varphi = 0.50 - 0.60$) наиболее пекулярной P (пятнистой) и ($\varphi = 0.95 - 1.00$) относительно нормальной (N) области на поверхности магнитной звезды 56 Ari. С использованием фотометрических наблюдений, проведенных в различных системах, определены оценочные значения эффективной температуры ($T_{\rm eff}$) и логарифма ускорения силы тяжести ($\log g$). Для дальнейшего уточнения параметров атмосферы были использованы наблюдаемые профили линий Hγ и Hδ, соответствующие пекулярной ($T_{\rm eff}$(P) = 13000 K/3.8) и относительно нормальной ($T_{\rm eff}$(N) = 12300 K/4.0) области на поверхности звезды. Вертикальное изучение атмосферы звезды показывает, что максимальные изменения блеска и спектра (интенсивности линий водорода) происходят в коротковолновой области спектра ($\lambda \leq 4000$ Å), где формируются высшие члены ($n \geq 10 - 16$) серии Бальмера.

Поступила в редакцию 19.10.2025 г. Принята в печать 01.12.2025 г.

Ключевые слова: звезды, магнитное поле, фундаментальные параметры

Comprehensive studies of the rapidly rotating MCP star 56 Ari taking into account the peculiarity effect

Aliev S.G., Khalilov V.M., Alishova Z.M.

Shamakhy Astrophysical Observatory, Shamakhy, Azerbaijan

On the basis of complex observations and literature data, the phases corresponding to ($\varphi = 0.50-0.60$) to the most peculiar P (spotted) and ($\varphi = 0.95-1.00$) relative to the normal (N) region on the surface of the magnetic star 56 Ari were determined. Using photometric observations, carried out in various systems, the estimated values of the effective temperature ($T_{\rm eff}$) and the logarithm of the acceleration of gravity ($\log g$) were determined. To further refine the atmospheric parameters, the observed profiles of the Hγ and Hδ lines were used, corresponding to the peculiar ($T_{\rm eff}$(P) = 13000 K/3.8) and relatively normal ($T_{\rm eff}$(N) = 12300 K/4.0) regions on the surface of the star. A vertical study of the star's atmosphere shows that the maximum changes in brightness and spectrum (intensity of hydrogen lines) occur in the short-wave region of the spectrum ($\lambda \leq 4000$ Å), where the higher members ($n \geq 10 - 16$) of the Balmer series are formed.

Received 19.10.2025. Accepted 01.12.2025.

Keywords: stars, magnetic field, fundamental parameters

DOI: 10.51194/INASAN.2026.11.1.001

1. Введение

Звезда SX Ari = 56 Ari = HD19832 относится к спектральному классу B7-B9 [1] и является одной из ярких кремниевых звезд (Si λ 4200 Å). Период вращения звезды $P = 0^{\rm d}.7278925$, впервые определенный в работе [2], является переменным. Из-за аномальных содержаний пекулярных элементов, особенно гелия, может изменяться структура атмосферы в пекулярных областях. Эти и другие особенности звезды 56 Ari представляют особый интерес для проведения комплексных исследований этой звезды. В работе [3] приведена библиография ряда ранних работ. Авторами этой работы с помощью DI программы было выявлено, что распределение Si по поверхности звезды крайне неоднородно и проявляется в виде группы экваториальных пятен.

В большинстве работ, насколько нам известно, при определении фундаментальных и других параметров, в том числе и в работе [3], не учитывалась переменность звезды, которая связана с неоднородностью поверхности этой звезды.

Цель работы — определение фундаментальных параметров и эволюционного статуса звезды 56 Ari с учетом переменности, связанной с эффектом пекулярности, и изучение характера изменений пекулярности с глубиной атмосферы.

2. Наблюдения и обработка

Спектральные и фотометрические наблюдения звезды 56 Ari = HD19832 были начаты в 1970 г. в Шамахинской астрофизической обсерватории НАН Азербайджана.

С помощью эшелле-спектрометра с применением ПЗС-матрицы с элементами 530×580 [4] было получено большое количество CCD спектрограмм. Разрешение и отношение сигнал/шум составляло $R = 30000$ и $S/N = 80-150$ в зависимости от длины волны. Обработка CCD спектрограмм была выполнена с помощью

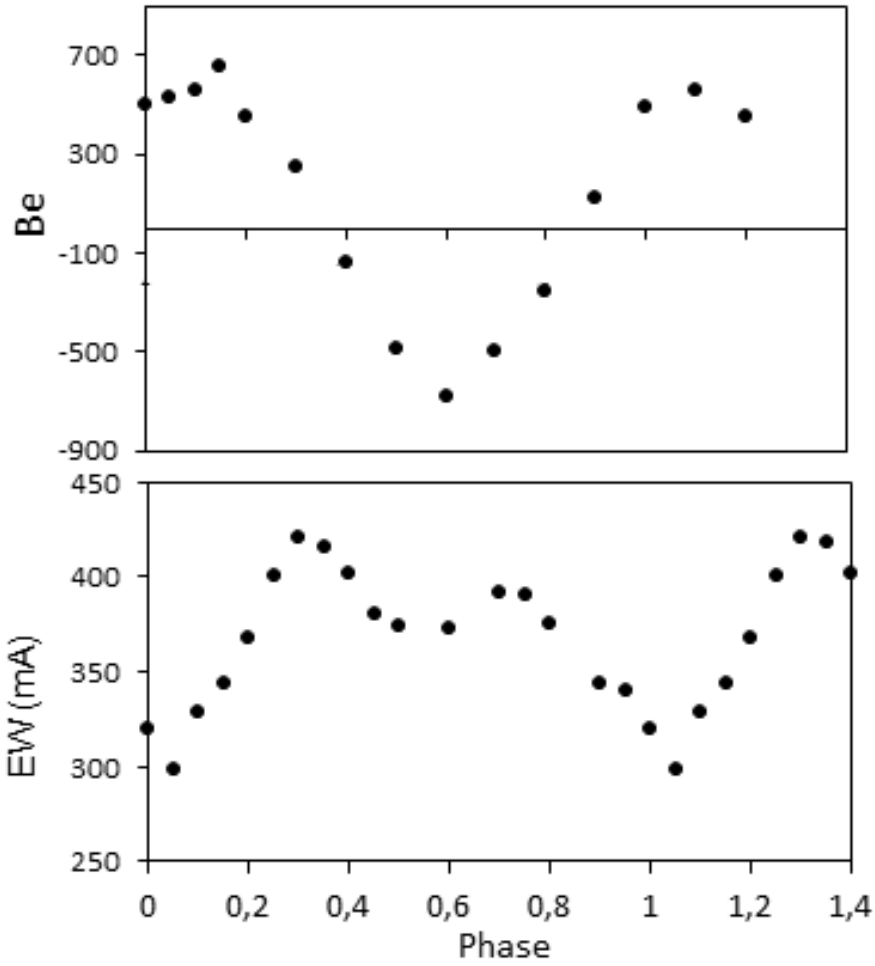


Рис. 1: Фазовые кривые магнитного поля Be и эквивалентной ширины (EW) линии SiII λ4128 Å.

пакета программ DECH [5]. Было получено также несколько высококачественных спектрограмм с разрешением $R = 56000$ с помощью эшелле-спектрографа ShAFES (Shamakha fiber Echelle Spektrograph). Подробная информация об аппаратуре и методике обработки представлена в работе [6].

В спектрах этой звезды наблюдаются довольно сильные и периодически переменные линии кремния (Si), гелия (He), хрома (Cr) и других пекулярных элементов, которые связаны с эффектом пекулярности.

3. Определение фундаментальных параметров с учетом эффекта пекулярности

При определении фундаментальных и других параметров, а также химического состава звезды, учитывались спектральные, магнитные и фотометрические переменности, обусловленные эффектом пекулярности. Определенные средние значения химического состава и фундаментальные параметры MCP-звезд с неоднородной поверхностью в неопределенной фазе не соответствуют реальному значению ни в пекулярной, ни нормальной области на поверхности звезды [7, 8]. С этой целью были определены наиболее пекулярные области атмосферы, где обилие пекулярных элементов и магнитного поля достигают максимального значения.

Для определения наиболее пекулярной области на поверхности звезды построены фазовые кривые магнитного поля (Be) [3], эквивалентной ширины (EW) линии кремния λ 4128Å (рис. 1) и фазовые кривые эквивалентной ширины (EW) линии кремния λ6347 (рис. 2). На этом рисунке сравниваются фазовые кривые эквивалентных ширин линии SiII λ 6347 Å, взятые из работы [3] и полученные по нашим спектрограммам. Согласно модели наклонного ротатора фаза максимума фазовых кривых величин Be и EW соответствует наиболее пекулярной области, а фаза минимума относительно нормальной области на поверхности звезды.

С использованием наблюдаемых фотометрических индексов Джонсоновской, Стремгреновской и Женевской систем были получены оценочные значения эффективной температуры ($T_{\rm eff}$) и логарифма ускорения силы тяжести для звезды 56 Ari (см. табл. 1). Значения индексов в системе Джонсона и в системе Стрем-

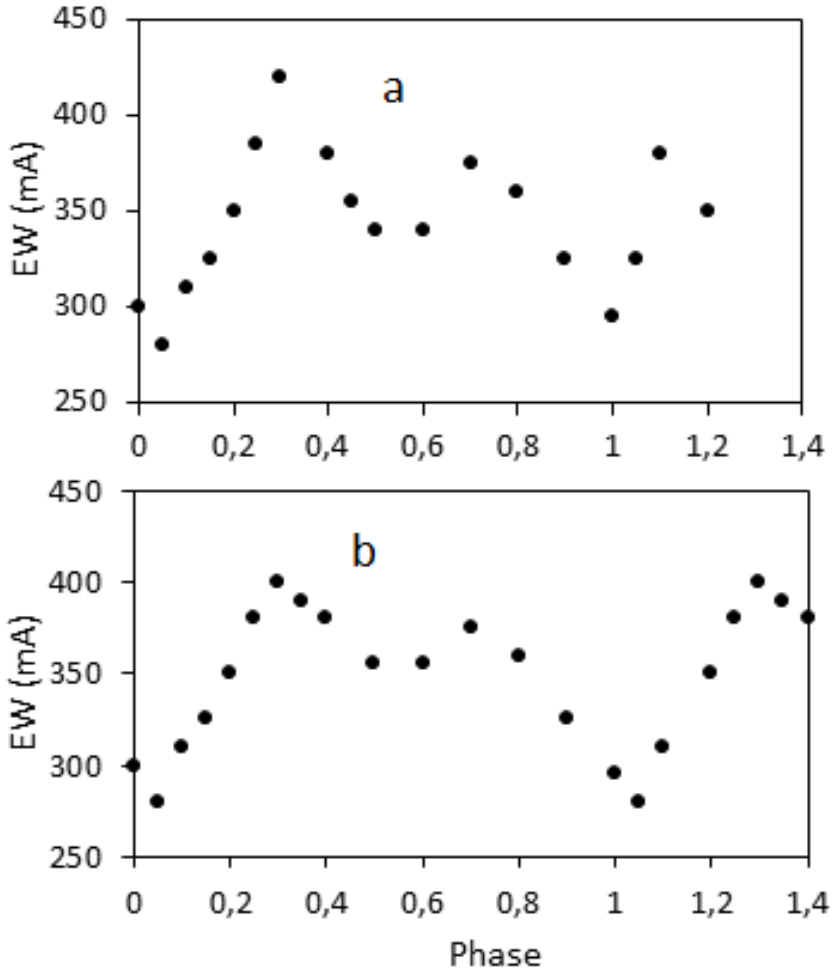


Рис. 2: Фазовые кривые эквивалентной ширины (EW) линии SiII λ6347 Å a) [3], b) по нашим измерениям.

грена взяты из каталога Хак и Мермийо [9]. Фотометрические данные Женевской системы были взяты из каталога Руфнера [10].

Для дальнейшего уточнения параметров атмосферы звезды использовались наблюдаемые профили линий Hγ и Hδ (рис. 3, 4).

Светимости, радиусы и массы были вычислены по стандартным соотношениям (см. табл. 1). Чтобы получить информацию о физических условиях и о структуре атмосферы по глубине атмосферы звезды, были вычислены амплитуды изменения относительных значений интенсивностей $\delta A = (W_\lambda/\bar{W}_\lambda)_{\max} - (W_\lambda/\bar{W}_\lambda)_{\min}$ для каждой H-линии (Hγ–H15). Далее были построены зависимости амплитуды (δA) от длины волны (рис. 5). Как видно, величина δA уменьшается с длиной волны, причем наибольшие изменения показывают коротковолновые (высокие) члены серии Бальмера, которые образуются в верхних слоях атмосферы [11].

Аналогичные процедуры были выполнены для фотометрических наблюдений, которые были проведены в 10-цветной Потсдамской фотометрической системе [15]. Были вычислены амплитуды изменений блеска Δm для каждой полосы от $U = 3400$ Å до $MR = 8000$ Å и построены зависимости амплитуды (Δm) от длины волны (рис. 6). Самой интересной чертой является резкий спад амплитуды в коротковолновой области спектра, где эффективно формируются высокие члены Бальмеровских линий. В области длин волн $\lambda >$ 4200 Å, где формируются низкие члены серии Бальмера, почти не наблюдаются изменения величины δA. По-видимому, изменения величин δA и Δm с длиной волны связаны с неравномерным распределением пекулярных элементов по глубине атмосферы звезды, т. е. имеет место вертикальная стратификация пекулярных элементов (Si, Sr) в атмосфере этой звезды.

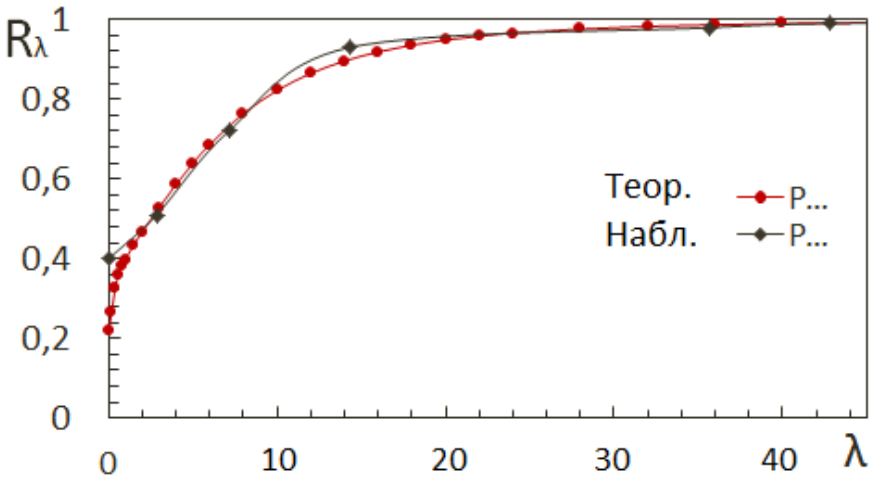


Рис. 3: Hγ для пекулярной области.

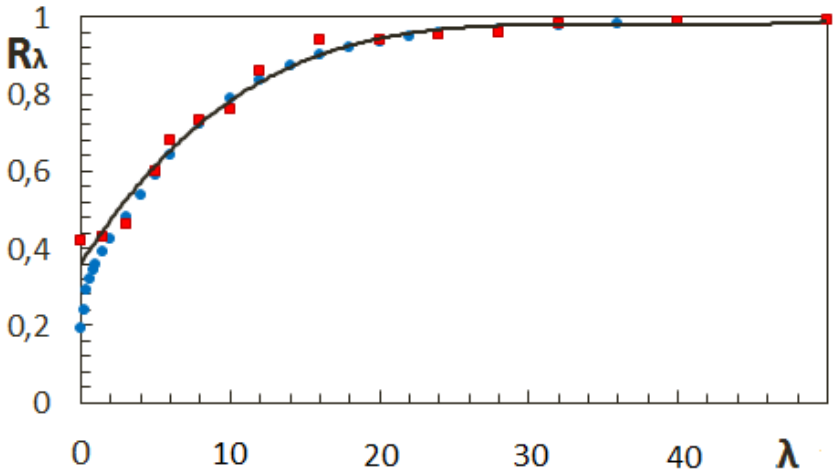


Рис. 4: Hγ для нормальной области.

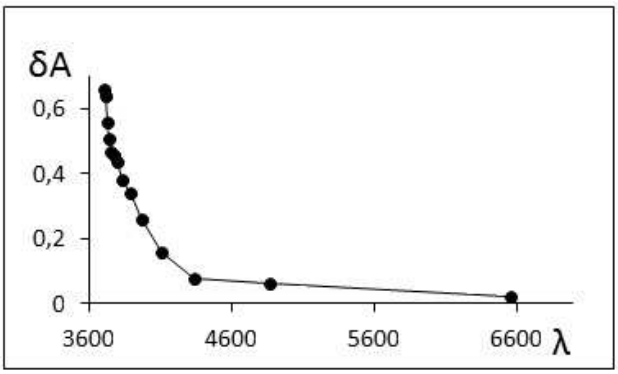


Рис. 5: Зависимость амплитуды (δA) от длины для линий водорода.

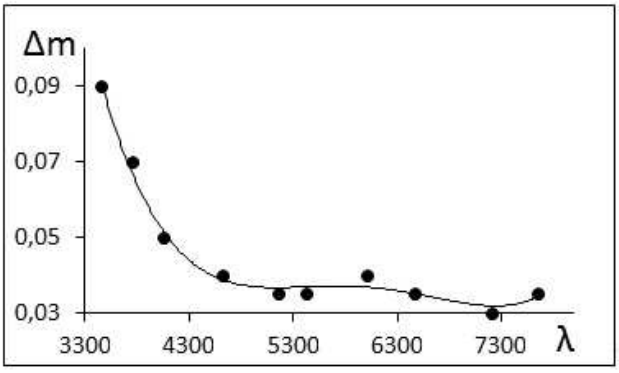


Рис. 6: Зависимости амплитуды блеска (Δm) от длины волны.

4. Эволюционный статус

Определение эволюционного статуса магнитных химически пекулярных звезд является актуальным вопросом, и определение их точных положений на диаграмме Герцшпрунга-Рассела представляет особый инте-

Таблица 1: Основные параметры для пекулярной (P) и нормальной (N) области атмосферы магнитной CP-звезды 56 Ari.

№	**Параметры**	**P**	**N**	**Данные из литературы**
1	Фазы (ϕ), сответствующие пекулярной (P) и нормальной (N) области атмосферы	0.50–0.60	0.95–1.00	–
2	$T_{\rm eff}$ (K) и $\log g$, найденные по профилям H_γ и H_δ	13000±200 3.8±0.15	12300±200 4.0±0.15	–
3	$T_{\rm eff}$ и $\log g$, найденные по фотометрическим индексам	12800 (Джонсон) 11500/3.63 (Стремгрен) 11450 (Женева)		11980 [12] 12390 [13]
4	Радиус и масса для нормальной области	2.21±0.2 2.08±0.08		2.38 [3] 2.14 [3]
5	Светимость $\log L^*/L_\odot$	1.98±0.1		2.14 [3] 2.07 [14]
6	Проекция скорости вращения на луч зрения $V_{\rm e}\sin i$ (km/s)	157±15	142±15	165±15 [3]
7	Угол i°	77±10	70±200	80 [3]

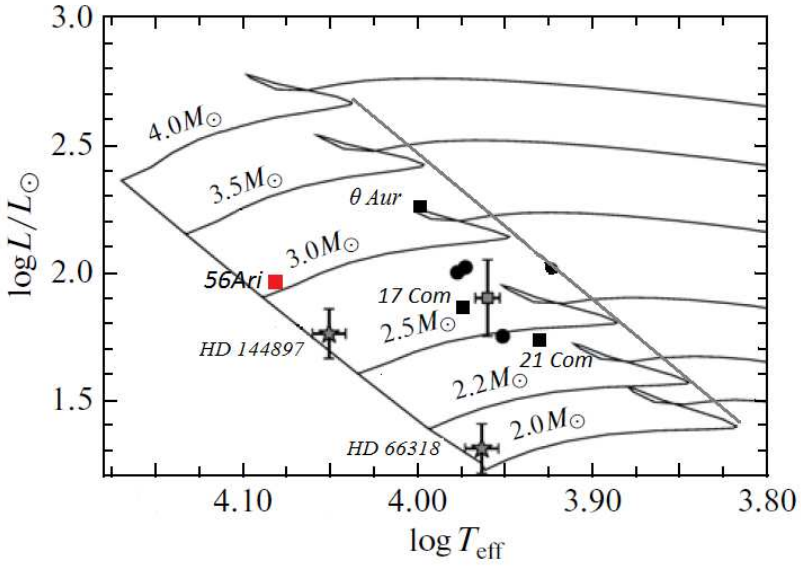


Рис. 7: На диаграмме Герцшпрунга-Рассела красным квадратом отмечена звезда 56 Ari.

рес для физики и эволюции этих звезд. В работе Ландстрита и др. [16] отмечено, что средняя величина магнитного поля у магнитных звезд уменьшается с увеличением возраста этих звезд. Для подтверждения такого объяснения необходимы дополнительные исследования новых представителей этой группы звезд. Для определения эволюционного статуса звезды HD19832 была вычислена ее светимость с использованием стандартных соотношений:

$$\log L^*/L_\odot = 0.4(M_\odot - M^*), \qquad (1)$$

где $M_\odot$ — абсолютная звездная величина Солнца равная $4^{\rm m}.8$ и $\Delta M_{\rm bol} = -0^{\rm m}.407$.

С помощью найденных значений светимости и эффективной температуры было установлено местоположение исследуемой звезды на диаграмме Герцшпрунга-Рассела (рис. 7), и тем самым определен ее эволюционный статус.

На диаграмме черными квадратами отмечены три MCP-звезды, ранее исследованные авторами данной работы. Как видно, звезда является непроэволюционировавшейся звездой, которая расположена ближе к начальной полосе ГП ZAMS. В эту же группу входит ряд молодых звезд, такие как HD 144897 [17]. Для этой группы звезд характерны сильные и многочисленные линии элементов железного пика в спектрах.

5. Заключение

1. Выявлено, что разность эффективной температуры между пекулярной и относительно нормальной областью на поверхности звезды 56 Ari составляет примерно 1000 K±200 K.
2. Изменения величин δA и Δm с длиной волны можно интерпретировать как неравномерное распределение пекулярных элементов по глубине атмосферы звезды, т. е. имеет место вертикальная стратификация пекулярных элементов (Si, Sr) в атмосфере этой звезды.
3. Установлено местоположение звезды на диаграмме ГР. Выявлено, что она располагается ближе к начальной полосе ГП (ZAMS), где располагаются молодые звезды.

Благодарности

Авторы работы выражают благодарность д.ф.м.н. Рябчиковой Т.А. за ценные советы при оформлении статьи и рисунков к ней.

Список литературы

1. I. M. Kopylov, *Astrofizicheskiye issledovaniya*, **24**, 44, 1987.
2. W. K. Bonsack and W. A. Wallace, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **82**, 249, 1970.
3. I. Potravnov, N. Piskunov, and T. Ryabchikova, *Astron. and Astrophys.*, **689**, A111, 2024.
4. K. M. Mikailov, V. M. Khalilov, and I. A. Alakbarov, *Circular of ShAO*, **109**, 21, 2005.
5. G. A. Galazutdinov, *Preprint SAO RAS*, **92**, 1992.
6. K. M. Mikailov, F. A. Musaev, I. A. Alekberov, B. N. Rustamov, and O. V. Khalilov, *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, **36**, 22, 2020.
7. V. G. Klochkova and I. M. Kopylov, *Astronomicheskiy zhurnal*, **63**, 240, 1986.
8. V. L. Khokhlova, *Magnitnyye zvezdy. V kn. «Itogi nauki i tekhniki» Moskva VINITI* (1983).
9. B. Hauck and M. Mermilliod, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, **40**, 1, 1980.
10. F. Rufener, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, **45**, 207, 1981.
11. I. M. Kopylov, *Izv. KrAO*, **35**, 21, 1966.
12. N. A. Sokolov, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **130**, 215, 1998.
13. Y. V. Glagolevskiy and N. M. Chunakova, *Astrofizicheskiye issledovaniya*, **22**, 39, 1986.
14. O. Kochukhov and S. Bagnulo, *Astron. and Astrophys.*, **450**, 763, 2006.
15. B. Musielok, D. Lange, W. Schoneich, G. Hildebrandt, E. Zhelvanova, A. Hempelmann, and G. Salmanov, *Astron. Nachr.*, **301**, 71, 1980.
16. J. D. Landstreet, S. Bagnulo, V. Andretta, J. Silaj, L. Fossati, and G. A. Wade, Magnetik Stars, Proceed. Intern. Conf., 2011.
17. A. R. Titarenko, T. A. Ryabchikova, O. P. Kochukhov, and V. V. Tsymbal, *Pis'ma v Astron. Zhurn.*, **39**, 390, 2013.

Многоцветные наблюдения карликовой новой в пробеле периодов OT J064833.4+065624 в 2025 г.

Антонюк О.И., Павленко Е.П., Антонюк К.А., Сосновский А.А.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

Представляем результаты многоцветных наблюдений карликовой новой OT J064833.4+065624, полученных в 2025 г. Сет наблюдений охватил интервал от спокойного состояния за 3 дня до сверхвспышки, саму сверхвспышку, ребрайтенинг и возвращение к спокойному состоянию системы. Найденный период колебаний блеска системы до сверхвспышки соответствует орбитальному периоду 0.0953(4) сут. и отношению масс $M_2/M_1 = 0.22(1)$. Профили кривых блеска в минимуме указывают на то, что в голубой области спектра основной вклад вносит горячее пятно, а в инфракрасной — эффект эллипсоидальности вторичного компонента. Изменения показателей цвета во время сверхвспышки демонстрируют «петлю».

Поступила в редакцию 19.10.2025 г. Принята в печать 16.12.2025 г.

Ключевые слова: катаклизмические переменные, карликовая новая, OT J064833.4+065624

Multicolor observations of the dwarf nova in period gap OT J064833.4+065624 in 2025

Antonyuk O.I., Pavlenko E.P., Antonyuk K.A., Sosnovskij A.A.

Crimean Astrophysical Observatory of the RAS, Nauchny, Crimea, Russia

We present the results of multicolor observations of the dwarf nova OT J064833.4+065624, obtained in 2025. The observation set covered the interval from the quiescent state 3 days before the superoutburst, the superoutburst, rebrightening, and the return to the quiescent state of the system. The determined period of the system before the superoutburst corresponds to an orbital period of 0.0953(4) days and a mass ratio of $M_2/M_1 = 0.22(1)$. The profiles of the light curves at the minimum indicate that in the blue spectral band the main contribution is made by the hot spot, and in the infrared, by the effect of the ellipsoidality of the secondary component. The changes in the color indices during the superoutburst demonstrate a “loop”.

Received 19.10.2025. Accepted 16.12.2025.

Keywords: cataclysmic variables, dwarf novae, OT J064833.4+065624

DOI: 10.51194/INASAN.2026.11.1.002

1. Введение

Карликовые новые — тесные двойные системы, состоящие из красного карлика, который аккрецирует вещество на соседний белый карлик [1]. В распределении катаклизмических переменных по орбитальным периодам отмечают наличие пробела на интервале от 2.15 до 3.18 часов с малым количеством систем [2]. Впервые вспышка OT J064833.4+065624 была зарегистрирована в ноябре 2014 г. В результате международной кампании [3] был определен период сверхгорбов ($P_{\rm sh} = 0.10033(3)$ сут.). Следующая сверхвспышка была замечена в начале 2025 г. Фотометрические наблюдения объекта были проведены на телескопах Крымской астрофизической обсерватории ЗТШ (2.6 м) и АЗТ-11 (1.25 м) в полосах $\rm BVR_CI_C$ системы Джонсона-Кузинса. Сет наблюдений охватил интервал от спокойного состояния за 3 дня до сверхвспышки, саму сверхвспышку, ребрайтенинг (повторное поярчание) и возвращение к спокойному состоянию системы. Кривая блеска сверхвспышки и возвращения системы в спокойное состояние в полосах $\rm BVR_C$ представлена на рис. 1 (левая панель).

2. Результаты наблюдений

Плато сверхвспышки длилось не менее 10 сут, а амплитуда сверхвспышки составляла не менее $6^{\rm m}$. Через несколько дней произошло повторное поярчание, после чего система продолжила ослабление блеска. Изменения O–C максимумов сверхгорбов показывают уменьшение значения периода в течение сверхвспышки и ребрайтенинга (рис. 1, левая панель). Такое поведение соответствует характеру изменений для предыдущей известной сверхвспышки 2014 г. Изменения показателей цвета B–R показывают «петлю» на диаграмме в течение сверхвспышки (рис. 1, правая панель).

За 3 дня до сверхвспышки $\rm BVR_CI_C$ фотометрия на ЗТШ показывала модуляцию блеска с периодом 0.0953(4) сут в каждой полосе (рис. 2). Мы считаем, что этот период является орбитальным — принимая за средний период сверхгорбов значение периода, найденного во время предыдущей сверхвспышки, можно получить величину избытка периода сверхгорбов $\epsilon = (P_{\rm sh} - P_{\rm orb})/P_{\rm orb} = 0.052$ и отношение масс $q = M_2/M_1 = 0.22(1)$. Эти величины хорошо согласуются с эмпирической зависимостью между орбитальным периодом, избытком периода и отношением масс компонентов системы.

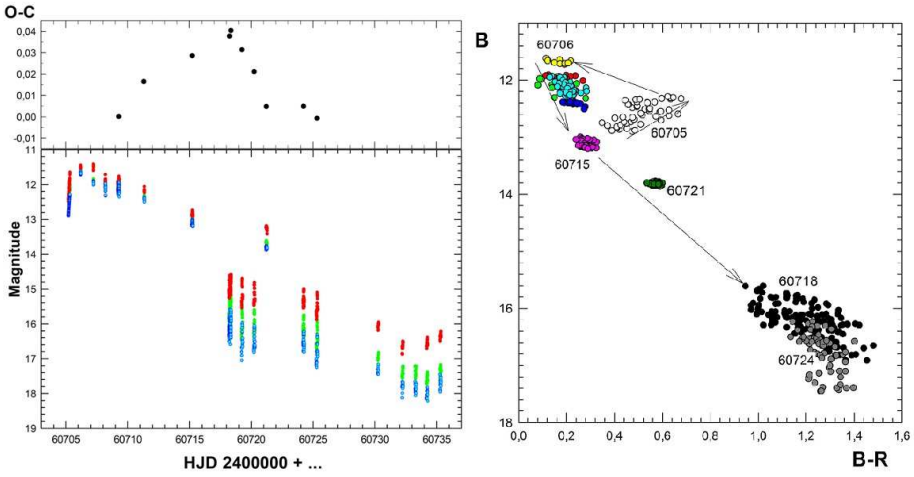


Рис. 1: Многоцветная кривая блеска OT J064833.4+065624 в 2025 г. (синие значки — полоса B, зеленые — полоса V, красные — полоса R_C) и зависимость O-C во время сверхвспышки (левая панель). Показатели цвета B-R для сверхвспышки (правая панель), цифры на рисунке — последние пять знаков Юлианской даты.

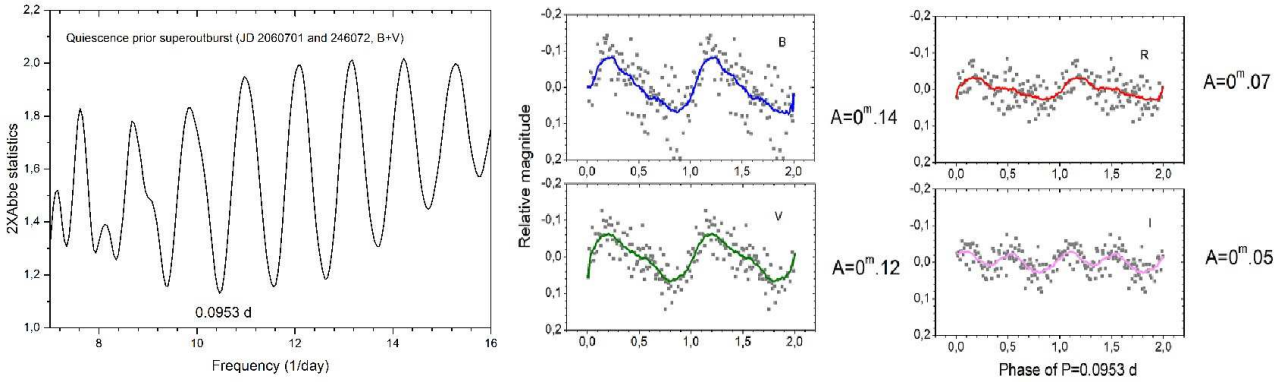


Рис. 2: Периодограмма и фазовые кривые в полосах BVR_CI_C, соответствующие довспышечному состоянию системы. Периодограмма построена методом Стеллингверфа по данным двух ночей в полосах B и V.

Амплитуда кривых блеска убывала от голубой к инфракрасной области спектра. При этом профиль кривых имел ярко выраженный асимметричный горб в полосах B и V, а в полосе I_C кривая имела два горба одинаковой амплитуды. Эти цветовые особенности могут указывать, что в минимуме блеска основной вклад в общее излучение в голубой и видимой областях спектра вносили горячее пятно и/или горячая линия, а в инфракрасной — эффект эллипсоидальности вторичного компонента.

Список литературы

1. B. Warner, *Cataclysmic variable stars*, volume 28 (1995).
2. C. Knigge, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **373**, 484, 2006.
3. T. Kato, F.-J. Hambsch, P. A. Dubovsky, I. Kudzej, et al., *Publ. Astron. Soc. Japan*, **67**, 105, 2015.

Молодая звезда RY Tau в режиме магнитного пропеллера

Бабина Е.В., Петров П.П., Гранкин К.Н., Артеменко С.А.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

Проведен анализ спектрального и фотометрического мониторинга классической звезды типа Т Тельца RY Tau в период с 2013 по 2024 гг. Сделан вывод о том, что профили спектральных линий Hα и D NaI формируются в потоках магнитосферной аккреции и конического ветра, стартующего с границы магнитосферы. Показано, что потоки аккреции и ветра изменяются на шкале времени около 20 суток. В изменениях аккреции и ветра найдена причинно-следственная связь: сначала усиливается аккреция, а через два дня уменьшается поглощение в ветре на луче зрения. Временной лаг определяется наклоном магнитного диполя и углом раскрытия конического ветра. Предполагается, что RY Tau находится в режиме неустойчивого пропеллера.

Поступила в редакцию 15.10.2025 г. Принята в печать 01.12.2025 г.

Ключевые слова: звезды Т Тельца, аккреция, ветер

The young star RY Tau in magnetic propeller mode

Babina E.V., Petrov P.P., Grankin K.N., Artemenko S.A.

Crimean Astrophysical Observatoty of the RAS, Nauchny, Crimea, Russia

The spectral and photometric monitoring of the classical T Tauri star RY Tau in the period from 2013 to 2024 was analyzed. It was concluded that the profiles of the Hα and D NaI spectral lines are formed in the flows of magnetospheric accretion and conical wind starting from the boundary of the magnetosphere. It was shown that the predominant flow direction (accretion or wind) changes on a time scale of about 20 days. A cause-and-effect relationship was found in the alternation of accretion and wind: first, accretion increases, and two days later, absorption in the wind along the line of sight decreases. The time lag is determined by the inclination of the magnetic dipole and the opening angle of the conical wind. It is assumed that RY Tau is in unstable propeller mode, and fluctuations in the accretion and wind flows are caused by density waves in the accretion disk.

Received 15.10.2025. Accepted 01.12.2025.

Keywords: T Tauri star, accretion, wind

DOI: 10.51194/INASAN.2026.11.1.003

1. Введение

Современные представления о физических процессах, происходящих на молодых звездах типа Т Тельца, основаны на модели магнитосферной аккреции. Первоначально эта модель была разработана для нейтронных звезд [1] и позже применена к звездам типа Т Тельца [2, 3] и к катаклизмическим переменным. В отличие от компактных объектов, где время падения вещества измеряется миллисекундами (нейтронные звезды) или минутами (белые карлики в составе катаклизмических переменных), у классических звезд типа Т Тельца (CTTS) это время составляет около суток. Это позволяет наблюдать движение газовых потоков с достаточным временным разрешением и проводить детальное сравнение наблюдаемых явлений с тем, что дает численное моделирование магнитогидродинамических (МГД) процессов.

Взаимодействие аккреционного диска с магнитосферой звезды зависит от напряженности и конфигурации магнитного поля звезды и темпа аккреции. Аккреция вещества может смениться на ветер, если скорость вращения звезды достаточно велика и радиус магнитосферы превышает радиус коротации в аккреционном диске. Тогда наступает режим магнитного пропеллера: аккрецирующий газ выбрасывается вращающейся магнитосферой в ветер [4].

В данной работе мы показываем, что одна из самых известных CTTS — RY Tau — находится в режиме магнитного пропеллера. Этот вывод получен на основании продолжительной серии спектральных и фотометрических наблюдений, проводившейся в КрАО РАН и других обсерваториях с 2013 по 2025 гг.

Основные параметры RY Tau: $T_{\rm eff} = 5945 \pm 142$ K, $L_* = 9.6 \pm 1.5\ L_\odot$, $M_* = 2.0 \pm 0.3\ M_\odot$, $R_* = 2.9 \pm 0.4\ R_\odot$ [5]. Звезда быстро вращается: $v \sin i = 52 \pm 2$ км с$^{-1}$ [6]. По данным интерферометра ALMA, аккреционный диск RY Tau виден под большим углом наклона, 65° [7], то есть звезду мы наблюдаем со стороны экватора, при этом луч зрения пересекает область ветра и магнитосферу. Тем не менее, период осевого вращения из наблюдений не определен: нет уверенной вращательной модуляции какого-либо параметра. Вероятно, магнитный диполь не наклонен к оси вращения. Период вращения звезды можно оценить, зная радиус звезды, проекцию скорости вращения $v \sin i$ и угол наклона оси вращения: $P_* = 2.84 \pm 0.40^{\rm d}$ суток. Соответствующий радиус коротации ($R_{\rm corr}$) в протопланетном диске RY Tau равен $10 \pm 1 R_\odot$. У RY Tau наблюдается джет, в котором видны узлы, свидетельствующие об изменениях активности истечения [8].

2. Наблюдения

В КрАО РАН, начиная с 2013 г., мы проводим регулярные спектральные и фотометрические наблюдения нескольких звезд типа Т Тельца, включая RY Tau. Спектральные наблюдения проводятся с помощью спектрографа ЭСПЛ на 2.6-м телескопе ЗТШ. Регистрируются участки спектра в области линий Hα и резонансного дублета D NaI. Одновременно проводятся фотометрические наблюдения в полосах BVRI на телескопе АЗТ-11. Фотометрия позволяет определить поток излучения в эмиссионной линии Hα в абсолютных единицах (эрг/с см^2). К настоящему времени полученный массив данных включает более 220 дат наблюдений. Ряд спектров был получен также нашими коллегами в Коуровской обсерватории УрФУ и в обсерватории на о. Ла Пальма. Более подробное описание наблюдений представлено в нашей предыдущей публикации [9].

На рис. 1 показаны типичные изменения в профилях спектральных линий Hα и D NaI. Мы измеряли интегральный поток излучения в «синей» и «красной» половине профиля Hα (параметры Fb и Fr) и эквивалентную ширину «синего» и «красного» крыла абсорбционной линии NaI D1 (параметры D1b и D1r). Следует учесть, что в условиях магнитосферы атомы натрия почти полностью ионизованы, поэтому профиль абсорбции в линиях D NaI отражает динамику наиболее плотных областей, где доля нейтральных атомов еще достаточно велика.

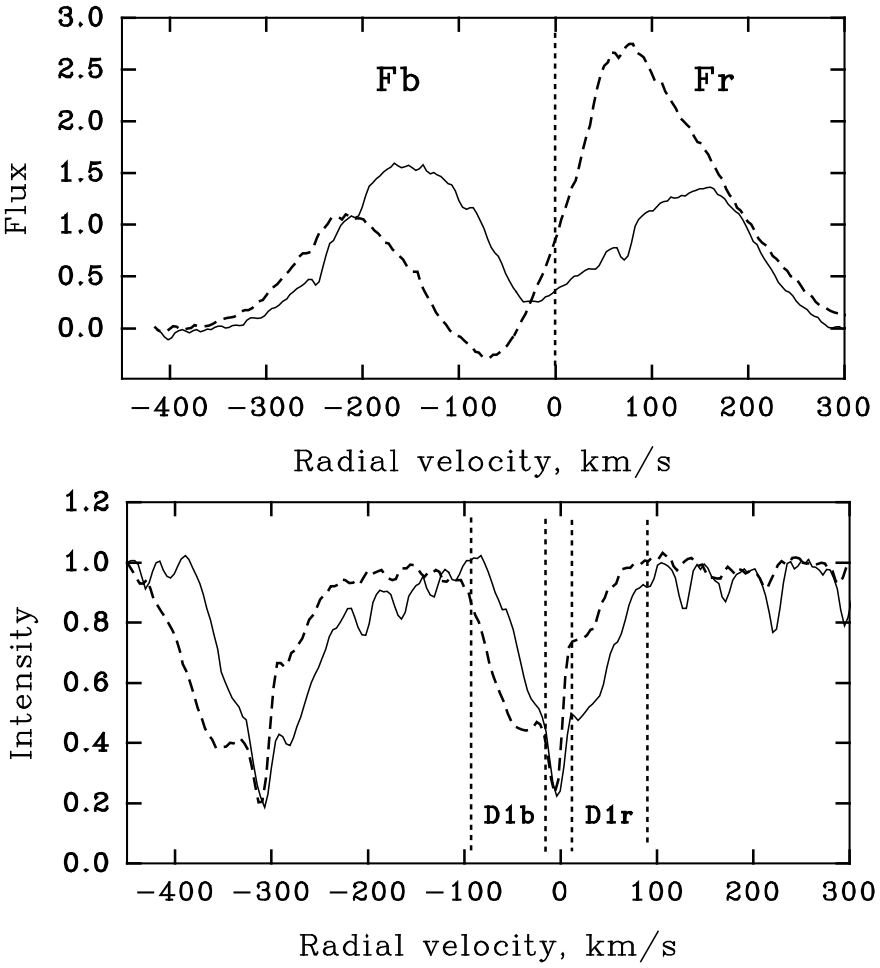


Рис. 1: Типичные изменения профилей спектральных линий D NaI и Hα в спектре RY Tau.

На рис. 2 показано, как менялись яркость звезды V, полный поток излучения Hα и параметр D1r в течение 11 лет. Во время минимальной аккреции (HJD 7650–7657) наблюдались минимальный поток в Hα и минимальный блеск V.

3. Обсуждение

Наши наблюдения показали, что существует причинно-следственная связь между эпизодами аккреции и ветра: сначала изменяется поток аккреции, а через два дня изменяется поток ветра на луче зрения.

Столь быстрая реакция ветра на изменения аккреции указывает на то, что мы наблюдаем истечение с внутренней границы аккреционного диска (рис. 3). Это может быть *конический ветер*, ускоряемый магнитным давлением тороидальных полей [4]. Мы смотрим на звезду сквозь оболочку конического ветра, видим

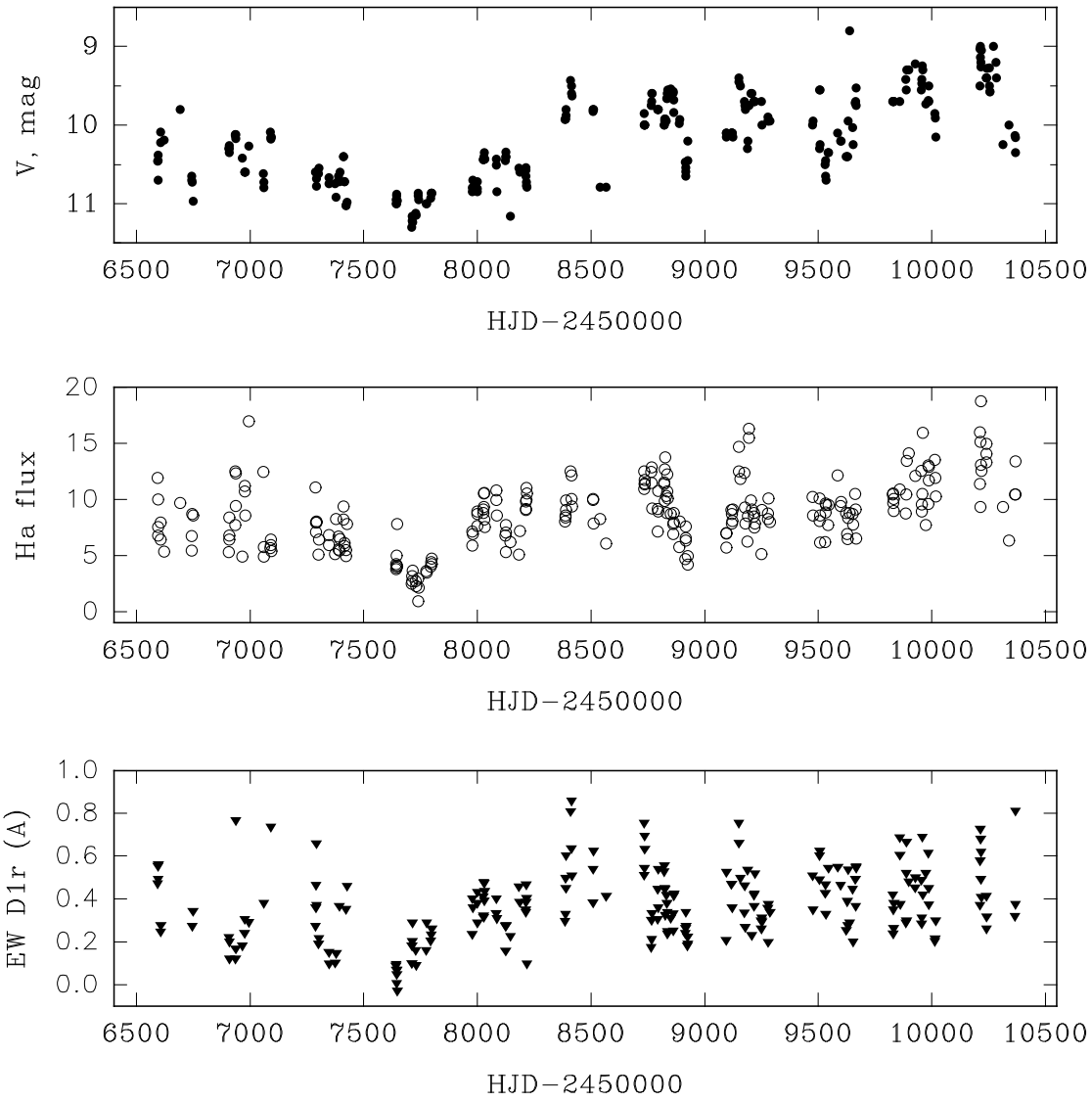


Рис. 2: Изменения блеска звезды в полосе V, потока излучения в линии Hα, и поглощения в аккреционном потоке (EW D1r) в течение 11 лет. Единица измерения потока в линии Hα равна $3.67 \cdot 10^{-13}$ эрг см$^{-2}$с$^{-1}$.

эпизод аккреции и довольно быструю реакцию ветра. Дисковый ветер, стартующий с более протяженной поверхности аккреционного диска, не мог бы обеспечить столь тесную связь этих событий.

Режим магнитного пропеллера исследовался ранее методом численного моделирования [10]. В случае *сильного* пропеллера, где магнитосфера вращается гораздо быстрее внутреннего диска (т. е. угловая скорость врашения звезды превосходит кеплеровскую угловую скорость на радиусе магнитосферы), вещество быстро ускоряется выше скорости убегания. В режиме пропеллера вещество большую часть времени накапливается на внутреннем диске, в то время как эпизоды аккреции на звезду и выброса в ветер относительно кратковременны. Наличие джета у RY Tau предполагает вариант сильного пропеллера.

Другой результат наших наблюдений: преимущественное направление потока на луче зрения (аккреция или ветер) меняется с характерным временем около 20 суток.

Мы предполагаем, что RY Tau находится в режиме *неустойчивого* магнитного пропеллера. Радиус магнитосферы определяется балансом давления магнитного поля звезды [$\sim B^2/8\pi$] и динамического давления газового потока [$\sim \rho v^2/2$] в аккреционном диске. Магнитное поле звезды [B] не меняется столь быстро, но в плотности газа [ρ] на внутренней границе аккреционного диска могут происходить изменения, поскольку диск не является однородным — присутствие формирующихся планет в диске вызывает волны плотности, которые достигают внутренней границы диска (см., например, [11]). Изменение плотности влияет на положение границы магнитосферы и, как следствие, может изменить режим магнитного пропеллера.

Период 21.6 суток регистрировался ранее в изменениях плотности ветра на луче зрения к RY Tau по наблюдениям 2013–2020 гг. [12]. Если это вызвано присутствием планеты на кеплеровской орбите, то

соответствующее расстояние равно 0.2 а. е., то есть около четырех радиусов магнитосферы RY Tau. Это совпадает также с радиусом сублимации пыли в аккреционном диске RY Tau [13].

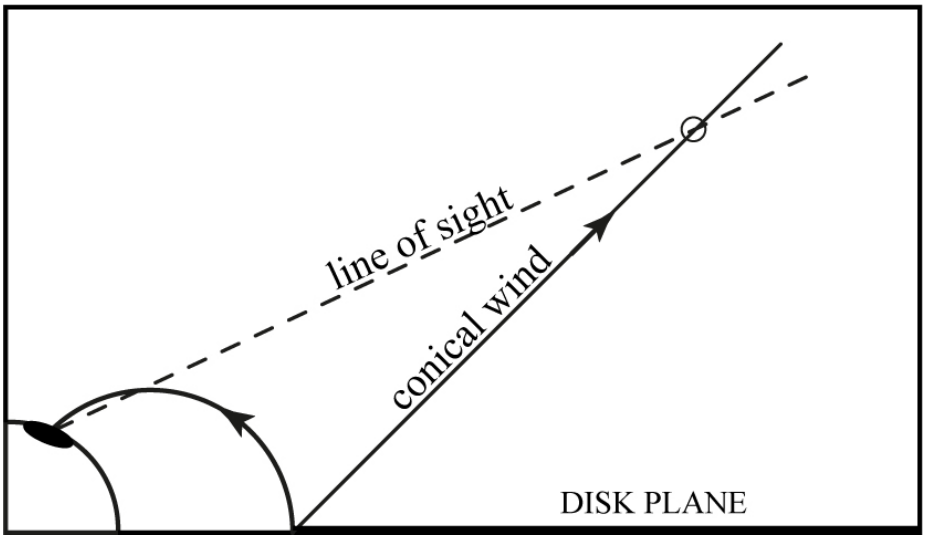


Рис. 3: Магнитосфера, плоскость аккреционного диска и вектор конического ветра.

Благодарности

Авторы выражают благодарность С.Ю. Горде за спектры, полученные в Коуровской обсерватории УрФУ, и A.A. Djupvik за спектры, полученные на Nordic Optical Telescope.

Авторы выражают благодарность за оценки блеска RY Tau из международной базы данных AAVSO, предоставленные наблюдателями со всего мира и использованные в этом исследовании.

Авторы выражают благодарность М.М. Романовой за обсуждение статьи и ценные замечания.

Список литературы

1. P. Ghosh and F. K. Lamb, *Astrophys. J.*, **223**, L83, 1978.
2. M. Camenzind, *Reviews in Modern Astronomy*, **3**, 234, 1990.
3. A. Koenigl, *Astrophys. J. Lett.*, **370**, L39, 1991.
4. M. M. Romanova, G. V. Ustyugova, A. V. Koldoba, and et.al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **399**, 1802, 2009.
5. N. Calvet, J. Muzerolle, C. Briceno, and et.al., *Astron. J.*, **128**, 1294, 2004.
6. J. Bouvier, *Astron. J.*, **99**, 946, 1990.
7. F. Long, G. J. Herczeg, D. Harsono, and P. Pinilla, *Astrophys. J.*, **882**, 49, 2019.
8. G. St-Onge and P. Bastien, *Astrophys. J.*, **674**, 1032, 2008.
9. P. P. Petrov, K. N. Grankin, E. V. Babina, and et.al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **524**, 5944, 2023.
10. M. M. Romanova, A. A. Blinova, G. V. Ustyugova, and et.al., *New Astronomy*, **62**, 94, 2018.
11. P. J. Armitage, *Astrophysics of planet formation, Cambridge University Press*, 2010.
12. P. P. Petrov, M. M. Romanova, K. N. Grankin, and et.al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **504**, 871, 2021.
13. C. L. Davies, S. Kraus, T. J. Harries, J. D. Monnier, and et. al., *Astrophys. J.*, **897**, 31, 2020.

Влияние темпа фотоионизации на внутренний зазор радиопульсара J0901–4046

Барсуков Д.П., Попов А.Н.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе рассматривается модель генерации электрон-позитронной плазмы для радиопульсара J0901–4046. В рассматриваемой модели предполагается, что дипольное магнитное поле пульсара близко к своему значению, получаемому по темпу торможения. При этом предполагается, что на поверхности нейтронной звезды имеется мелкомасштабное магнитное поле, сравнимое по величине с дипольным магнитным полем радиопульсара. Также учитывается рождение электрон-позитронных пар в связанном состоянии и предполагается, что эти пары фотоионизируются тепловыми фотонами с поверхности нейтронной звезды. Поскольку величина темпа фотоионизации позитрониев в настоящее время не достаточно корректно известна, то в данной работе мы рассматриваем как влияет величина темпа фотоионизации позитрониев на генерацию электрон-позитронной плазмы и нагрев полярной шапки пульсара обратным током образовавшихся несвязанных позитронов. Показано, что коэффициент умножения электрон-позитронной плазмы с ростом темпа фотоионизации сначала возрастает, а потом начинает убывать. При этом, если радиопульсар не находится слишком близко к линии выключения, то нагрев полярной шапки позитронами обратного тока слабо зависит от темпа фотоионизации позитрониев. Однако в случае, когда пульсар оказался слишком близко к линии выключения, нагрев полярной шапки все еще остается монотонной функцией от темпа фотоионизации.

Поступила в редакцию 17.10.2025 г. Принята в печать 16.12.2025 г.

Ключевые слова: радиопульсар, нейтронная звезда, ионизация, позитрон

The influence of photoionization rate on radiopulsar J0901–4046 inner gap

Barsukov D.P., Popov A.N.

Ioffe Institute, Saint-Petersburg, Russia

In the paper of electron-positron plasma generation model in radiopulsar J0901–4046 is considered. Accordingly the considered model the dipole magnetic field strength is assumed to be close to its rotation-powered braking value. Additionally, it is assumed that there is a small scale magnetic field on neutron star surface and its strength is comparable to the strength of dipolar magnetic field. Also, the production of bounded electron-positron pairs and its subsequent photoionization by thermal photons from neutron star surface are taken in account. Since the value of its photoionization rate is not known correctly at present in this paper the influence of this rate on production of electron-positron plasma and the polar cap heating by reverse positron current is considered. It is shown that photoionized electron-positron multiplicity first increases with increasing photoionization rate and then begins to decrease. Also, in case of radiopulsar enough far from pulsar death line the polar cap heating by reverse positron current depends on photoionization rate only slightly. But in case of radiopulsar nearby death line the polar cap heating increases with increasing photoionization rate.

Received 17.10.2025. Accepted 16.12.2025.

Keywords: radiopulsar, neutron star, ionization, positron

DOI: 10.51194/INASAN.2026.11.1.004

1. Введение

Радиопульсар J0901–4046 является в настоящее время наиболее медленно вращающимся «нормальным» радиопульсаром среди известных [1]. Период его вращения равен $P = 75.89$ с [1], а темп его торможения — $\dot{P} = 2.25 \cdot 10^{-13}$ [1]. Это позволяет оценить напряженность магнитного дипольного поля на поверхности нейтронной звезды в районе магнитного полюса как [2]

$$B_{\rm dip} = 6.4 \cdot 10^{19}\ \text{Гс} \cdot \sqrt{(P/1\ \text{с}) \cdot \dot{P}} \approx 2.6 \cdot 10^{14}\ \text{Гс},$$

используемое для оценки $B_{\rm dip}$ выражение соответствует магнитодипольным потерям пульсара при угле наклона радиопульсара $\chi = 90^\circ$, моменте инерции нейтронной звезды $I = 10^{45}$ г см^2 и ее радиусе $r_{\rm ns} = 10^6$ см, где угол χ — это угол между угловой скоростью вращения радиопульсара $\mathbf{\Omega}$, $\Omega = 2\pi/P$, и его дипольным моментом $\mathbf{m}$.

Работа данного пульсара была рассмотрена в работах [3] и [4]. В них обеих было показано, что, в рамках сделанных предположений, радиопульсар J0901–4046 лежит выше «линии смерти» [3, 4] и значит производит достаточное количество электрон-позитронной плазмы, чтобы обеспечить свое радиоизлучение. Однако в обеих работах предполагалось значительное увеличение дипольного поля. Так, например, в работе [4] считалось, что величина $B_{\rm dip}$ у этого пульсара $B_{\rm dip} \gtrsim 2.5 \cdot 10^{16}$ Гс.

В данной работе рассматривается модель [5], в рамках которой дипольное магнитное поле считается равным $B_{\rm dip} \approx 2.6 \cdot 10^{14}$ Гс, но зато предполагается, что на поверхности нейтронной звезды имеется сравнимое с ним по напряженности мелкомасштабное магнитное поле $B_{\rm sc}$.

К особенностям данной модели стоит отнести необходимость для работы радиопульсара фотоионизации позитрониев тепловыми фотонами, идущими со всей поверхности нейтронной звезды. Темп фотоионизации позитрониев в магнитном поле радиопульсаров вычислялся, например, в работе [6]. В работе [7] было получена удобная для использования аппроксимация результатов расчетов [6], которую мы и используем в данной работе для оценки этого темпа. Поэтому данной работе темп фотоионизации позитрониев принимался равным [7]:

$$\frac{dw}{dt} = W_0 \cdot \left(\frac{E}{10^2\, mc^2}\right)^{-3} \cdot \left(\frac{T_{\rm ns}}{10^6\ \text{K}}\right)^2 \cdot \frac{1-\cos\theta_{\rm ns}}{2}, \tag{1}$$

где dw/dt — вероятность фотоионизации позитрония за 1 с, E — его энергия, m — его масса покоя, $T_{\rm ns}$ — температура поверхности нейтронной звезды.

Угол $\theta_{\rm ns}$ — угол, под которым видна поверхность нейтронной звезды в точке $\mathbf{x}_{\rm ion}$, в которой происходит фотоионизация позитрония. В данной работе мы пренебрегали искривлением траекторий фотонов вблизи поверхности нейтронной звезды и оценивали угол $\theta_{\rm ns}$ по простейшей формуле $\sin\theta_{\rm ns} = r_{\rm ns}/(r_{\rm ns}+z_{\rm ion})$, где $z_{\rm ion}$ — высота точки $\mathbf{x}_{\rm ion}$ над поверхностью нейтронной звезды. Поскольку даже в худших рассмотренных в данной статье случаях основная часть фотоионизации пар происходит на высотах $z_{\rm ion} \lesssim r_{\rm ns}/10$, то с неплохой точностью можно считать $\theta_{\rm ns} \approx 90^\circ$.

Согласно работе [7] коэффициент W_0 равен $W_0 = 6\cdot 10^5$ с$^{-1}$, тогда как результаты работы [8] более соответствуют значению $W_0 = 10^8$ с$^{-1}$. В работах [9, 10] указано, что пока не известно, какой результат более корректен.

Здесь надо отметить, что величина W_0 по своему определению в первую очередь может зависеть от напряженности магнитного поля $B(\mathbf{x}_{\rm ion})$ в точке $\mathbf{x}_{\rm ion}$. Также она, вообще говоря, могла бы зависеть от спектра рентгеновских фотонов. Однако согласно [7] изменение коэффициента W_0 от параметров не превышает $\sim 20\%$, по крайней мере в рассматриваемом в работе [7] диапазоне параметров. В работе [8] изменение коэффициента W_0 при изменении $T_{\rm ns}$ составляет примерно порядок. Поэтому в данной работе мы рассматриваем, как влияет выбор коэффициента W_0 в диапазоне $W_0 = 6\cdot 10^5 \div 10^8$ с$^{-1}$ на работу внутреннего зазора радиопульсара J0901–4046.

2. Модель

В данной работе для расчета работы внутреннего зазора используется та же самая модель, что и в [5]. В частности предполагается, что внутренний зазор занимает все сечение пульсарной трубки, находится в стационарном состоянии и работает в режиме свободного стационарного истечения электронов с поверхности нейтронной звезды.

Мелкомасштабное магнитное поле вблизи внутреннего зазора радиопульсара моделируется помещением дополнительного магнитного диполя под магнитным полюсом на глубину $\ell = r_{\rm ns}/20$ [5]. В результате магнитное поле в окрестностях внутреннего зазора считалось равным [11], см. также [12]:

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}) = \frac{3\mathbf{x}\,(\mathbf{x}\cdot\mathbf{m}) - \mathbf{m}\,r^2}{r^5} + \frac{3\boldsymbol{\rho}_{\rm sc}\,(\boldsymbol{\rho}_{\rm sc}\cdot\mathbf{m}_{\rm sc}) - \mathbf{m}_{\rm sc}\,\rho_{\rm sc}^2}{\rho_{\rm sc}^5}, \tag{2}$$

где $r = |\mathbf{x}|$ — расстояние от центра звезды, плоскость $z=0$ соответствует поверхности нейтронной звезды, z — высота над поверхностью звезды, $\mathbf{m} = m\,\mathbf{e}_z$ — дипольный магнитный момент звезды, $B_{\rm dip} = 2m/r_{\rm ns}^3$, $\boldsymbol{\rho}_{\rm sc} = \mathbf{x} + \delta\cdot r_{\rm ns}\,\mathbf{e}_x - (r_{\rm ns}-\ell)\,\mathbf{e}_z$, $B_{\rm sc} = 2m_{\rm sc}/\ell^3$ — напряженность мелкомасштабного магнитного поля на магнитном полюсе звезды, вектор $\mathbf{e}_z$ перпендикулярен поверхности звезды, а вектор $\mathbf{e}_x$ направлен вдоль нее [5]. Параметры ℓ и δ задают расположение дополнительного диполя. При этом угловую скорость вращения радиопульсара $\boldsymbol{\Omega}$ можно записать как $\boldsymbol{\Omega} = \Omega\cdot(\sin\chi\,\cos\phi_\Omega\,\mathbf{e}_x + \sin\chi\,\sin\phi_\Omega\,\mathbf{e}_y + \cos\chi\,\mathbf{e}_z)$ [5]. Видно, что углы χ и ϕ_Ω задают направление оси вращения пульсара относительно искривленной у поверхности нейтронной звезды пульсарной трубки. В данной работе мы ограничились только случаем, когда $B_{\rm sc} = 0.7\cdot B_{\rm dip}$.

Угол наклона радиопульсара был взят $\chi = 10^\circ$, как было получено в работе [4]. Температура поверхности нейтронной звезды считалась равной $T_{\rm ns} = 10^5$ K, что находится в согласии с данными наблюдений более «старого» радиопульсара B0950+08 $T_{\rm ns} = (1-3)\cdot 10^5$ K [13].

В данной работе мы пренебрегаем влиянием искривления пространства вблизи поверхности нейтронной звезды, за исключением небольшого вклада эффекта увлечения инерциальных систем отсчета в электрическое поле в диоде внутреннего зазора радиопульсара.

Также надо отметить, что в данной работе учитывается только изгибное излучение первичных электронов и рождение электрон-позитронных пар при поглощении фотона в магнитном поле. При этом в данной работе не учитывается влияние поляризации фотонов на рождение электрон-позитронных пар и расщепление фотонов в сильном магнитном поле [14], а также аннигиляция позитрониев [15].

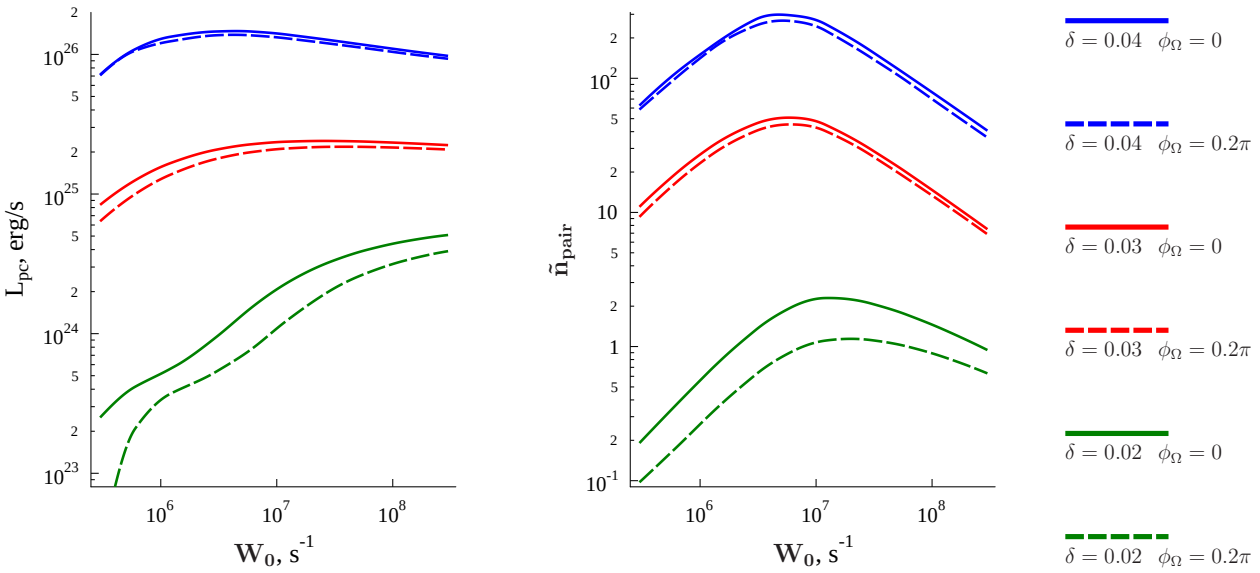


Рис. 1: Зависимость нагрева полярной шапки $L_{\rm pc}$ и количества $\tilde{n}_{\rm pair}$ фотоионизированных «первичных» электрон-позитронных пар от величины коэффициента W_0. Безразмерная величина $\tilde{n}_{\rm pair}$ определена как $\tilde{n}_{\rm pair} = n_{\rm pair} \cdot \left((\Omega B)/(2\pi ce) \right)^{-1}$, где e — заряд позитрона и B — напряженность магнитного поля в точке, где рассматривается концентрация фотоионизированных пар $n_{\rm pair}$ [5].

3. Результаты

На рис. 1 показана зависимость нагрева $L_{\rm pc}$ полярной шапки нейтронной звезды позитронами обратного тока и количества фотоионизированных «первичных» электрон-позитронных пар $n_{\rm pair}$ от величины коэффициента W_0 для нескольких значений параметра δ. Видно, что несмотря на повышение эффективности фотоионизации пар их количество начинает убывать при $W_0 \gtrsim 10^7 \mathrm{c}^{-1}$. Это связано с тем, что пары начинают рождаться при все меньших значениях ускоряющего потенциала и, следовательно, уменьшается высота верхней обкладки диода, а значит и энергия первичных электронов, равно как и энергия позитронов обратного тока. Что в конечном счете приводит и к уменьшению темпа нагрева $L_{\rm pc}$ при $\delta = 0.03$ и $\delta = 0.04$. При $\delta = 0.02$ пульсар оказывается слишком близок к выключению и поэтому нагрев полярной шапки все еще продолжает возрастать. Тем не менее уже и в этом случае количество фотоионизированных пар убывает при больших W_0, хотя и не так сильно как при $\delta = 0.03$ и $\delta = 0.04$.

Список литературы

1. M. Caleb, I. Heywood, K. Rajwade, M. Malenta, et al., *Nature Astronomy*, **6**, 828, 2022.
2. R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs, *Astron. J.*, **129**, 1993, 2005.
3. V. S. Beskin and A. Y. Istomin, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **516**, 5084, 2022.
4. D. N. Sob'yanin, *Physical Review D*, **107**, L081301, 2023.
5. D. P. Barsukov, A. A. Matevosyan, I. K. Morozov, A. N. Popov, and M. V. Vorontsov, in *Journal of Physics Conference Series*, **2103**, 012034 (2021).
6. V. B. Bhatia, N. Chopra, and N. Panchapakesan, *Astrophys. J.*, **388**, 131, 1992.
7. V. V. Usov and D. B. Melrose, *Australian Journal of Physics*, **48**, 571, 1995.
8. H. Herold, H. Ruder, and G. Wunner, *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 1452, 1985.
9. M. G. Baring and A. K. Harding, *Astrophys. J.*, **547**, 929, 2001.
10. M. G. Baring, in D. M. Dubois, ed., *Computing Anticipatory Systems: CASYS'07 - Eighth International Conference*, **1051**, 53 (2008).
11. E. M. Kantor and A. I. Tsygan, *Astronomy Reports*, **47**, 613, 2003.
12. A. Szary, *arXiv e-prints*, arXiv:1304.4203, 2013.
13. G. G. Pavlov, B. Rangelov, O. Kargaltsev, A. Reisenegger, S. Guillot, and C. Reyes, *Astrophys. J.*, **850**, 79, 2017.
14. Y. N. Istomin and D. N. Sobyanin, *Astronomy Letters*, **33**, 660, 2007.
15. C. Thompson, *Astrophys. J.*, **688**, 1258, 2008.

К вопросу о точности расчетов атомных данных о неупругих процессах при атомных столкновениях

Беляев А.К.

Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена, Санкт-Петербург, Россия

Данная работа посвящена обсуждению вопроса о точности расчетов данных о неупругих процессах при атомных столкновениях в случае наличия ненулевых асимптотических связей в рамках подхода Борна-Оппеннгеймера, как самого распространенного подхода к исследованиям неупругих столкновений. Показано, что в указанных случаях отсутствует сходимость вероятностей неадиабатических переходов по отношению к верхнему пределу интегрирования системы связанных уравнений, а также не достигается сходимость сечений по отношению к верхнему пределу суммирования по парциальным волнам, что в конечном итоге сводится к бесконечно большим величинам сечений и констант скоростей. Указанный артефакт устраняется использованием квантового метода перепроецирования.

Поступила в редакцию 23.10.2025 г. Принята в печать 16.12.2025 г.

Ключевые слова: неупругие столкновения атомов, ионов; константы скоростей, сечения, неадиабатические переходы

On the accuracy of the calculations of the atomic data for inelastic processes in atomic collisions

Belyaev A.K.

Herzen State Pedagogical University of Russia, Saint Petersburg, Russia

This paper discusses the accuracy of calculations of inelastic processes in atomic collisions in the presence of nonzero asymptotic nonadiabatic couplings within the Born-Oppenheimer approach, the most common approach to studying inelastic collisions. It is shown that in these cases, the probabilities of nonadiabatic transitions do not converge with respect to the upper limit of integration of the coupled channel equations, nor do the cross sections converge with respect to the upper limit of summation over partial waves, ultimately leading to infinitely large cross sections and rate coefficients. This artifact is eliminated by using the quantum reprojection method.

Received 23.10.2025. Accepted 16.12.2025.

Keywords: inelastic collisions of atoms, ions; rate coefficients, cross sections, non-adiabatic transitions

DOI: 10.51194/INASAN.2026.11.1.005

1. Введение

За сто лет своего существования квантовая физика достигла значительного прогресса, открыв и объяснив множество явлений и законов микромира. Большой вклад на этом пути принадлежит квантовой теории атомных столкновений, которая активно развивалась с самого начала построения квантовой механики. Уже через два года после признания квантовой механики Борн и Оппенгеймер [1] опубликовали краеугольную идею разделения динамики быстрой и медленной систем, которая легла в основу теории молекул, а впоследствии в теорию столкновения атомов, молекул и других квантовых частиц. С тех пор был предложен ряд квантовых методов и подходов к теории рассеяния, таких как:

- уравнения Фаддеева [2],
- гиперсферический адиабатический подход [3, 4],
- метод волновых пакетов (нестационарный подход) [5],
- полуклассический неадиабатический подход [6, 7],
- метод классических траекторий [8],
- подход прыгающих или ветвящихся траекторий [9],
- многоканальная модель Ландау-Зинера [10, 11] и другие.

Тем не менее, самым распространенным теоретическим подходом к исследованиям неупругих процессов столкновений остается стандартный адиабатический подход Борна-Оппенгеймера (БО).

В рамках формализма подхода БО исследование процессов столкновений разбивается на два этапа: (1) квантово-химический и (2) ядерно-динамический. На первом этапе рассчитывается электронная структура рассматриваемой молекулы, т. е., адиабатические или диабатические потенциалы и матричные элементы неадиабатичности при фиксированных ядрах, а на втором этапе рассматривается неадиабатическая ядерная динамика на основе электронных структур, определенных на первом этапе. Другими словами, исследование проводится в формализме молекулярных состояний как на первом, так и на втором этапах исследований. Неадиабатические переходы также рассматриваются между молекулярными состояниями. При этом вероятности неупругих переходов рассчитываются исходя из волновых функций в асимптотической области, строго говоря — при бесконечном разведении ядер. В таком случае возникает вопрос о точности расчетов.

Излишне говорить, что точность расчета атомных данных определяет достоверность результатов дальнейшего использования. В качестве частного примера приведем астрофизическое моделирование атмосфер звезд в условиях отклонения от локального термодинамического равновесия (не-ЛТР моделирование). Указанное моделирование спектров атмосфер звезд позволяет определить как качественный, так и количественный состав фотосфер звезд с последующим определением важной информации, в частности, распространенность того или иного химического элемента.

Для проведения указанного моделирования необходимо знать с максимально высокой точностью параметры, неупругие сечения и константы скоростей, для большого числа различных процессов. Как хорошо известно, самым распространенным химическим элементом во Вселенной является водород. В связи с этим столкновения с его участием являются наиболее значимыми для астрофизических приложений [12]. Поэтому высокоточные исследования неупругих процессов, происходящих при столкновениях атомов и ионов, особенно с водородом, являются актуальной задачей. В подавляющем большинстве случаев указанные исследования проводятся в рамках формализма подхода БО. По этой причине данная статья посвящена вопросу о точности расчетов характеристик неупругих процессов при атомных столкновениях, выполняемых в рамках подхода БО. Оказывается, что в формализме подхода БО имеется дефект, приводящий к фундаментальной проблеме, см. следующий раздел.

2. Краткая теория

Детальное описание обычного подхода БО можно найти в монографиях, обзорах и оригинальных статьях, например, в следующих: [13, 14, 15]. Предположим, что квантово-химический этап выполнен абсолютно точно для молекулярной системы AB, и мы знаем точные адиабатические потенциалы и матричные элементы неадиабатичности, которые вызывают неадиабатические переходы между молекулярными состояниями в молекулярных координатах Якоби, которые в свою очередь наилучшем образом подходят для описания двухатомной молекулы в области взаимодействия, т. е. на малых и промежуточных расстояниях. Разложим полную волновую функцию на парциальные волны:

$$\Psi(\mathbf{r},\mathbf{R}) = \sum_{JM_J}^{\infty} \Psi_{JM_J}(\mathbf{r},\mathbf{R}). \tag{1}$$

Это бесконечный ряд, но на практике суммирование проводится для конечного числа учитываемых парциальных волн $J_{\max}$.

Оказывается, что подавляющее большинство элементов неадиабатичности в молекулярных координатах Якоби остаются ненулевыми в асимптотической области вплоть до бесконечного разведения ядер. Это утверждение подтверждают самые точные расчеты электронных структур и аналитические выкладки, а именно, что матричные элементы неадиабатических связей в молекулярных координатах имеют следующие асимптоты ($R \to \infty$):

$$\langle j|\frac{\partial}{\partial R}|k\rangle_{\infty} = \gamma_k \, \frac{m}{\hbar^2} \, [U_j(\infty) - U_k(\infty)] \, \langle j|z^{\rm at}|k\rangle. \tag{2}$$

Здесь $\langle j|z^{\rm at}|k\rangle$ — дипольный момент перехода $j \to k$ в атоме, $U_j(\infty)$ — адиабатический потенциал состояния j на бесконечности. Из этого уравнения видно, что матричный элемент неадиабатической связи отличен от нуля для оптически-разрешенного перехода и для не вырожденных состояний. Расчеты по этой формуле совпадают с точными расчетами электронных структур, см., например, статьи [13, 15]. Таким образом, наличие ненулевых асимптотических неадиабатических взаимодействий между молекулярными состояниями является фундаментальным свойством молекул (AB) при использовании молекулярных координат, что обычно делается в рамках подхода БО.

Рассмотрим, как наличие ненулевых асимптотических связей влияет на ядерную динамику. Будем искать решения стационарного уравнения Шредингера $\Psi_{JM_J}(\mathbf{r},\mathbf{R})$ в следующем виде:

$$\Psi_{JM_J}(\mathbf{r},\mathbf{R}) = Y_{JM_J}(\Theta,\Phi) \sum_j \frac{F_j(R)}{R} \phi_j(\mathbf{r},\mathbf{R}), \tag{3}$$

где $\mathbf{r}$ и $\mathbf{R}$ — молекулярные координаты Якоби для электрона(-ов) и ядер после отделения движения центра масс всей системы, соответственно, $\mathbf{r}$ измеряется от центра масс ядер, и R, Θ, Φ — сферические координаты $\mathbf{R}$, J и M_J — квантовые числа полного углового моменты всей системы, Y — шаровые функции, F_j — ядерные радиальные волновые функции состояния j, ϕ_j — электронные волновые функции того же состояния. Полную функцию разложим по парциальным волнам. Парциальная волна также является решением уравнения Шредингера, поэтому подстановка функции (3) в стационарное уравнение Шредингера приводит

к системе связанных дифференциальных уравнений для радиальных волновых функций следующего вида:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M}\frac{\partial^2}{\partial R^2} + U_j(R) + \frac{J(J+1)\hbar^2}{2MR^2} - E_{\rm tot}\right] F_j(R) =$$
$$= \frac{\hbar^2}{M}\sum_{k\neq j}\langle\phi_j|\frac{\partial}{\partial R}|\phi_k\rangle\frac{dF_k}{dR} + \frac{\hbar^2}{2M}\sum_k\langle\phi_j|\frac{\partial^2}{\partial R^2}|\phi_k\rangle F_k(R). \quad (4)$$

Анализ системы (4) показывает, что наличие неисчезающих на бесконечности связей меняет асимптотику решений и приводит к тому, что решения полученной системы уравнений не достигают сходимости ни по отношению к межъядерному расстоянию, ни по отношению к верхнему пределу суммирования учитываемых парциальных волн. Это в свою очередь означает, что сечение процесса, которое в случае подхода БО также является суммой по J от 0 и до $J_{\max}$, также не имеет сходимости и, следовательно, величина сечения неограниченно возрастает с увеличением верхнего предела суммирования $J_{\max}$, что несомненно является артефактом.

В итоге следует вывод: использование стандартного подхода БО для расчетов характеристик процессов столкновений практически приводит к потере точности, потому что бесконечно большое значение сечения является артефактом.

Следует добавить, что на практике, естественно, избегают получения указанного нефизического результата следующими способами:

1. обнуление всех связей, начиная с некоторого межъядерного расстояния, что приводит к конечным значениям сечений, но в этом случае можно получить сечение любой величины от нуля и до бесконечности;
2. переход к диабатическому представлению, то есть к такому базису, который приводит к нулевым радиальным связям, это тоже не является решением проблемы потому, что в таком случае вместо непересекающихся адиабатических потенциалов появляются многократно пересекающиеся диабатические термы вместе с недиагональными матричными элементами, которые вызовут те же неадиабатические переходы, что и переходы в адиабатическом базисе;
3. использование модельных подходов, в частности, модели Ландау-Зинера, которые не используют матричные элементы неадиабатических связей, также не является оправданием в силу того, что модель описывает неадиабатические переходы в области взаимодействия, в то время как обсуждаемые связи приводят к проблемам в асимптотических областях, и в целом аргумент, что неадиабатические связи не используются, не означает, что проблема исчезает, проблема объективно существует вне зависимости от того, знаем мы о ней или нет. В связи с тем, что проблема связана с использованием молекулярного представления столкновения и молекулярных координат, проблему можно назвать «проблемой молекулярных состояний».

Если бы все неадиабатические связи в асимптотической области были бы равны нулю, то асимптотические решения системы (4) выражались бы через падающие и рассеянные функции

$$\Psi_{J\,M_J}(\mathbf{r},\mathbf{R}) = \sum_j K_j^{-1/2}\left[\widetilde{a}_j^{+\ {\rm BO}}\Psi_j^+(\mathbf{r},\mathbf{R}) + \widetilde{a}_j^{-\ {\rm BO}}\Psi_j^-(\mathbf{r},\mathbf{R})\right], \quad (5)$$

где

$${}^{\rm BO}\Psi_j^{\pm} = Y_{JM_J}(\Theta,\Phi)\frac{\exp(\pm iK_jR)}{R}\phi_j(\mathbf{r};\mathbf{R}), \quad (6)$$

и квадраты модулей амплитуд $\widetilde{a}_j^{\pm}$ определили бы вероятности неупругих переходов. К сожалению, это не так для многих матричных элементов, и поэтому правильные асимптотические волновые функции отличаются от приведенных в уравнениях (5) и (6), следовательно, решения уравнений (4) должны быть подправлены, чтобы избежать потери точности.

3. Метод перепроецирования

Приведенные выше аргументы потери точности в случае наличия ненулевых асимптотических связей не означают, что проблема не может быть решена. Полностью квантовые точные решения указанной проблемы были предложены в виде метода перепроецирования в работах [13, 14, 15, 16, 17]. Детальное обсуждение указанного метода выходит за рамки данной работы. Здесь же приведем лишь основные положения метода перепроецирования.

В асимптотической области для описания ядерной динамики необходимо использовать другой набор координат Якоби, а именно межатомные координаты (координаты каналов рассеяния), в которых положение электрона отсчитывается от одного из рассматриваемых ядер, а именно того ядра, с которым электрон связан после столкновения, и положение другого ядра отсчитывается от центра масс атома, в отличие

от межъядерного вектора, который соединяет ядра. Эти координаты идеально подходят для описания свободного движения частиц относительно друг друга. В этих координатах вектора $\mathbf{r_j}$ и $\mathbf{R_j}$ являются независимыми друг от друга, следовательно, матричные элементы частной производной по межатомному вектору $\mathbf{R_j}$ на электронных волновых функциях (функции от вектора $\mathbf{r_j}$) равны нулю. Это значит, что все связи в асимптотической области в координатах рассеяния исчезают, что является естественным для свободного движения двух атомных частиц, находящихся на бесконечно большом расстоянии друг от друга.

Метод перепроецирования различает молекулярные состояния сталкивающейся системы и каналы рассеяния той же системы в отличие от стандартного подхода БО, который описывает систему во всем пространстве только в терминах молекулярных состояний и в молекулярных координатах. Метод перепроецирования использует молекулярные координаты только в области взаимодействия, а в асимптотических областях до и после столкновения он использует координаты каналов рассеяния $\mathbf{r_j}$ и $\mathbf{R_j}$. При этом система связанных уравнений (4) на больших расстояниях расцепляется, и решения системы приводят к правильным асимптотическим ядерным волновым функциям

$$\Psi_j^{\pm} = Y_{JM_J}(\Theta, \Phi)\frac{\exp(\pm iK_jR_j)}{R_j}\phi_j(\mathbf{r}_j), \tag{7}$$

которые являются функциями от межатомных расстояний. Переписывая эти функции в координатах каналов рассеяния и сшивая их с численными решениями системы связанных уравнений (4), получаем решения указанной системы во всем координатном пространстве следующего вида:

$$\Psi_j^{\pm}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = Y_{JM_J}(\Theta, \Phi)\sum_k \frac{\exp(\pm iK_jR)}{R} t_{kj}^{\pm}\phi_k(\mathbf{r}, \mathbf{R}), \tag{8}$$

где коэффициенты разложения равны

$$t_{kj}^{\pm} = \delta_{kj} \pm \frac{iK_j\hbar^2}{M\left(U_k(\infty) - U_j(\infty)\right)}\left\langle \phi_k \left| \frac{\partial}{\partial R} \right| \phi_j \right\rangle_{\infty}. \tag{9}$$

Видно, что для определения правильных асимптотических волновых функций (8) необходимо рассчитать элементы матриц $t^{\pm}$, см. (9), а для этого необходимо знать асимптотические матричные элементы неадиабатичности $\left\langle \phi_k \left| \frac{\partial}{\partial R} \right| \phi_j \right\rangle_{\infty}$. Зная правильные асимптотические волновые функции, можно рассчитать элементы матрицы рассеяния и в конечном итоге — достоверные вероятности неупругих переходов, см. работы [13, 14, 15, 16, 17].

4. Заключение

Целью данной работы является обсуждение применимости подхода БО к расчетам сечений и констант скоростей с учетом так называемой проблемы молекулярных состояний, т. е. с учетом ненулевых асимптотических связей, которые являются фундаментальным свойством подхода БО при исследованиях атомных столкновений. Как следует из вышеприведенного обсуждения, применение стандартной процедуры подхода БО приводит к бесконечно большой ошибке, что в свою очередь приводит к недостоверным результатам в приложении таких данных к конкретным задачам, в частности, к моделированию атмосфер звезд.

Указанная проблема решается посредством применения метода перепроецирования, который учитывает ненулевые асимптотические неадиабатические связи и использует различные представления при исследованиях столкновительной системы в различных областях координатного пространства, т. е. представление молекулярных состояний в области взаимодействия и представление каналов рассеяния в асимптотических областях, что в конечном итоге приводит к достоверным данным.

Финансирование

Работа поддержана внутренним грантом Российского государственного педагогического университета им. А.И. Герцена № 46-ВГ.

Список литературы

1. M. Born and J. R. Oppenheimer, *Ann. Phys.*, **84**, 457, 1927.
2. L. D. Faddeev, *Sov. Phys. JETP*, **12**, 1014, 1961.
3. J. Macek, M. Cavagnero, K. Jerjian, and U. Fano, *Phys. Rev. A*, **35**, 3940, 1987.
4. C. D. Lin, *Phys. Rep.*, **257**, 1, 1995.
5. N. Balakrishnan, C. Kalyanaraman, and N. Sathyamurthy, *Physics Reports*, **280**, 79, 1997.
6. W. H. Miller, *Advances in Chemical Physics*, **25**, 69, 1974.
7. X. Bian, Y. Wu, T. Qiu, Z. Tao, and J. E. Subotnik, *J. Chem. Phys.*, **161**, 234114, 2024.

8. J. C. Tully, *J. Chem. Phys.*, **93**, 1061, 1990.
9. A. K. Belyaev, *Phys. Rev. A*, **88**, 052704, 2013.
10. R. E. Olson, F. T. Smith, and E. Bauer, *Appl. Optics*, **10**, 1848, 1971.
11. A. K. Belyaev, *Phys. Rev. A*, **48**, 4299, 1993.
12. M. Asplund, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, **43**, 481, 2005.
13. J. Grosser, T. Menzel, and A. K. Belyaev, *Phys. Rev. A*, **59**, 1309, 1999.
14. A. K. Belyaev, D. Egorova, J. Grosser, and T. Menzel, *Phys. Rev. A*, **64**, 052701, 2001.
15. A. K. Belyaev, *Phys. Rev. A*, **82**, 060701(R), 2010.
16. A. K. Belyaev, A. Dalgarno, and R. McCarroll, *J. Chem. Phys.*, **116**, 5395, 2002.
17. A. K. Belyaev, *Phys. Rev. A*, **91**, 062709, 2015.

Магнитное поле яркого гиганта HR 3042

Бутковская В.В.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

Бедные гелием звезды — это звезды спектрального класса B, спектры которых демонстрируют стандартную для своего спектрального класса интенсивность линий металлов, но слабые линии гелия. Как бедные, так и богатые гелием звезды почти всегда обладают магнитным полем. Спектрополяриметрические наблюдения бедного гелием яркого гиганта HR 3042 (B8/9 II), выполненные в течение 16 ночей с 2016 по 2018 г. на 3.6-м Канада-Франко-Гавайском телескопе с использованием спектрографа ESPaDOnS в режиме спектрополяриметрии, взяты из архива CADC. Продольный компонент магнитного поля измерен с использованием разработанной в Крымской астрофизической обсерватории методики, базирующейся на эффекте Зеемана. В работе представлены предварительные результаты исследования магнитного поля HR 3042. Обнаружено, что продольный компонент магнитного поля изменяется синусоидально с амплитудой 267 ± 23 Гс относительно среднего значения 4 ± 16 Гс с периодом 4.0437 суток. Найденный период интерпретируется нами как период осевого вращения звезды и соответствует модели наклонного ротатора.

Поступила в редакцию 19.10.2025 г. Принята в печать 01.12.2025 г.

Ключевые слова: горячие звезды, магнитное поле звезд, спектрополяриметрия, HR 3042

Magnetic field of the bright giant HR 3042

Butkovskaya V.V.

Crimean Astrophysical Observatory of the RAS, Nauchny, Crimea, Russia

Helium-weak stars constitute a class of B-type stars characterized by metallic line strengths consistent with their spectral classification, yet exhibiting anomalously weak helium lines. Notably, both helium-weak and helium-strong stars are frequently associated with the presence of a global magnetic field. For this investigation, we utilized a time-series of spectropolarimetric observations of the helium-weak bright giant HR 3042 (B8/9 II). These data were acquired over 16 nights between 2016 and 2018 with the ESPaDOnS spectrograph on the 3.6-m Canada-France-Hawaii Telescope and were retrieved from the Canadian Astronomy Data Centre (CADC) archive. The longitudinal magnetic field component was measured from the circularly polarized spectra using the center-of-gravity technique, a method based on the principles of the Zeeman effect. This paper presents a preliminary analysis of the magnetic field in HR 3042. Our measurements reveal a sinusoidal modulation of the longitudinal magnetic field with a period of 4.0437 days. The variation has an amplitude of 267 ± 23 G about a mean value of 4 ± 16 G. We interpret this period as the stellar rotation period, a finding consistent with the oblique rotator model, wherein the magnetic axis is inclined to the axis of rotation.

Received 19.10.2025. Accepted 01.12.2025.

Keywords: early-type stars, magnetic field of stars, spectropolarimetry, HR 3042

DOI: 10.51194/INASAN.2026.11.1.006

1. Введение

Магнитные звезды верхней части главной последовательности можно наблюдательно отличить от немагнитных по ряду феноменов, которые, как эмпирически установлено, сопутствуют наличию магнитного поля. Наиболее известными из них являются химические особенности атмосфер: значительные фотосферные сверх- или недостаточные содержания He, Fe, Si, а также редкоземельных элементов. Считается, что они возникают вследствие радиационной диффузии в атмосферах, стабилизированных сильными магнитными полями. Часто эти химические элементы неравномерно распределены по поверхности звезды в виде пятен.

Ключевой особенностью горячих магнитных звезд является строго периодическая модуляция блеска, спектральных линий и магнитного поля, что удовлетворительно объясняется моделью наклонного ротатора. Магнитные поля этих звезд, как правило, обладают простой топологической структурой (обычно дипольной), являются сильными (от сотен гаусс до десятков килогаусс), стабильными (не демонстрируют заметной внутренней эволюции в течение наблюдательных периодов) и, как считается, имеют реликтовое происхождение [1].

Бедные гелием звезды — это класс (или, возможно, несколько классов) B-звезд, которые демонстрируют примерно нормальные интенсивности линий металлов, но имеют слабые линии гелия. В работе [2] показано, что звезды с избытком или недостатком гелия почти всегда являются магнитными. Авторы работы [3] измерили магнитное поле у 30 бедных гелием звезд. Измеренные абсолютные значения магнитного поля варьировались от нескольких десятков до тысяч гаусс. При типичных ошибках измерений для выборки 100–400 Гс, поля были обнаружены или подтверждены лишь у 12 звезд. У ряда звезд обнаружена синусоидальная переменность магнитного поля с периодом вращения. В более поздних работах [4, 5] у бедных гелием звезд зарегистрированы магнитные поля в аналогичном диапазоне. В работе [6] проведено детальное исследование магнитного поля и спектральной переменности бедной гелием звезды HR 2949. Авторы установили, что

продольный компонент магнитного поля HR 2949 изменяется синусоидально в диапазоне от −650 до +150 Гс. Расчетная напряженность поля на полюсе диполя составила 2400 Гс.

HR 3042 (B8/9 II) — бедный гелием яркий гигант, у которого обнаружено магнитное поле [7]. В результате единственного наблюдения 14 декабря 2016 г. авторы зарегистрировали у HR 3042 магнитное поле с продольным компонентом −230± 10 Гс. В последующие два года звезда наблюдалась в течение 15 ночей, но результаты наблюдений опубликованы не были. В данной работе представлены предварительные результаты исследования магнитного поля HR 3042.

2. Наблюдения и обработка данных

Спектрополяриметрические наблюдения HR 3042 были выполнены в течение 16 ночей с 2016 по 2018 г. на спектрографе ESPaDOnS ($R = 65000$), установленном на 3.6 м телескопе CFHT. Данные взяты из открытого архива CADC. Первичная обработка и экстракция спектров выполнена в пакете программ IRAF. Продольный компонент магнитного поля измерен с использованием разработанной в Крымской астрофизической обсерватории методики, базирующейся на эффекте Зеемана [8].

Также был выполнен контроль отсутствия в результатах измерений случайных или систематических ложных сигналов. С этой целью продольный компонент магнитного поля был рассчитан по экспозициям с одинаковой циркулярной поляризацией. В случае отсутствия ложного сигнала эти пары должны давать нулевое магнитное поле $B_{\rm null}$.

3. Результаты

Поиск периодичности во временном ряде измерений магнитного поля был выполнен методом Фурье-анализа с помощью программы Period04 [9].

Обнаружен период HJD = 2457736.030 + $n \times 4.0437$ + 0.0018 суток, который интерпретируется нами как период осевого вращения звезды. Обнаруженный период хорошо согласуется с оценкой периода в 4–5 суток, приведенной в работе [7].

На рис. 1 (верхняя панель) продольный компонент магнитного поля $B_{\rm l}$ свернут с фазами периода вращения $P_{\rm rot} = 4.0437$ суток. Из рисунка видно, что продольный компонент изменяется синусоидально. Такое поведение магнитного поля соответствует модели наклонного ротатора. Амплитуда изменения продольного компонента составляет $B_{\rm a} = 267 \pm 23$ Гс относительно среднего значения $B_0 = 4 \pm 16$ Гс.

Отсутствие каких-либо периодических изменений среднего за ночь тестового нулевого поля $B_{\rm null}$, рассчитанного по тем же данным, что и $B_{\rm l}$, свидетельствует об отсутствии каких-либо инструментальных или методических ошибок в наших измерениях.

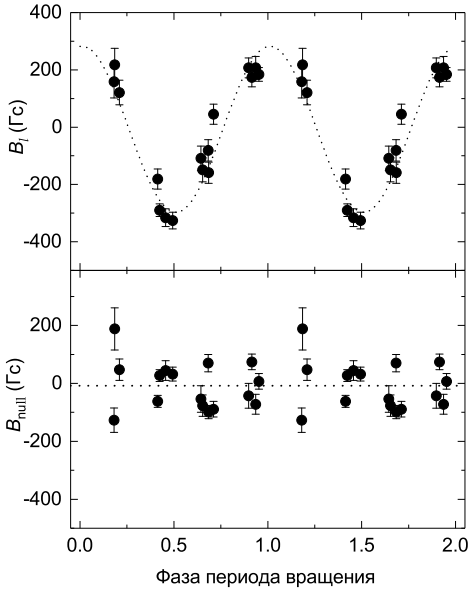


Рис. 1: Продольный компонент магнитного поля HR 3042 (верхняя панель) и тестовое «нулевое» поле (нижняя панель), свернутые с фазами 4-дневного периода вращения.

4. Заключение

Анализ нового массива спектрополяриметрических наблюдений бедной гелием звезды HR 3042 подтвердил наличие магнитного поля у этой звезды. Впервые по временному ряду измерений продольного компонента магнитного поля установлен период вращения звезды $P_{\rm rot} = 4.0437$ суток. Показано, что продольный компонент магнитного поля HR 3042 изменяется синусоидально с амплитудой $B_{\rm a} = 267 \pm 23$ Гс относительно среднего значения $B_0 = 4 \pm 16$ Гс, что указывает на простую дипольную конфигурацию поля.

Благодарности

В исследовании использованы данные, полученные на Канада-Франко-Гавайском телескопе (CFHT) и распространяемые через Канадский астрономический центр данных (CADC).

Список литературы

1. A. J. Deutsch, *Astrophys. J.*, **159**, 985, 1970.
2. G. W. Preston, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, **12**, 257, 1974.
3. E. F. Borra, J. D. Landstreet, and I. B. Thompson, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **53**, 151, 1983.
4. D. A. Bohlender, J. D. Landstreet, and I. B. Thompson, *Astron. and Astrophys.*, **269**, 355, 1993.
5. L. S. Cidale, M. L. Arias, A. F. Torres, J. Zorec, Y. Fremat, and A. Cruzado, *Astron. and Astrophys.*, **468**, 263–272, 2007.
6. M. Shultz, T. Rivinius, C. P. Folsoms, G. A. Wade, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **449**, 3945, 2015.
7. A. J. Martin, C. Neiner, M. E. Oksala, G. A. Wade, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **475**, 1521, 2018.
8. V. V. Butkovskaya and S. I. Plachinda, *Astron. and Astrophys.*, **469**, 1069, 2007.
9. P. Lenz and M. Breger, *Communications in Asteroseismology*, **146**, 53, 2005.

Применение упрощенной модели для оценки констант скорости процессов взаимной нейтрализации при столкновениях $\tilde{\mathrm{B}}^+ + \mathrm{A}^-$

Воронов Я.В., Яковлева С.А., Беляев А.К.

Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена, Санкт-Петербург, Россия

Предложена аналитическая формула, аппроксимирующая кривую упрощенной модели для столкновений различных катионов с анионами водорода в пределах оптимального окна (диапазон [–5.0, –1.2] эВ по энергии связи электрона в атоме $\tilde{\mathrm{B}}^*$). Приведены затабулированные значения максимумов кривой упрощенной модели $A(T)$ для температур в диапазоне от 1000 до 15000 K. Также рассмотрено применение упрощенной модели для оценки величин констант скорости процессов взаимной нейтрализации при столкновениях произвольных катионов $\tilde{\mathrm{B}}^+$ с произвольными анионами A^-. Показано хорошее согласие предсказаний упрощенной модели для относительных населенностей различных состояний атома кислорода O^* после рассеяния с известными экспериментальными данными для столкновений катионов кислорода O^+ с анионами $\mathrm{C}^-/\mathrm{Si}^-/\mathrm{O}^-$.

Поступила в редакцию 20.10.2025 г. Принята в печать 01.12.2025 г.

Ключевые слова: взаимная нейтрализация, константы скорости, сечения

Application of the simplified model for estimations of the mutual neutralization rate coefficients in $\tilde{\mathrm{B}}^+ + \mathrm{A}^-$ collisions

Voronov Ya.V., Yakovleva S.A., Belyaev A.K.

Herzen State Pedagogical University, Saint Petersburg, Russia

Analytical formula for approximation of the simplified model curve for collisions of arbitrary cations with hydrogen anions within the optimal window of the simplified model (electron binding energy range [–5.0, –1.2] eV in atom $\tilde{\mathrm{B}}^*$) is proposed. Tabulated values of the simplified model curve maximum $A(T)$ for the temperature range 1000–15000 K are presented. Application of the simplified model for estimation of the mutual neutralization rate coefficients values for collisions of arbitrary cations $\tilde{\mathrm{B}}^+$ with arbitrary A^- is considered. Good agreement of the simplified model predictions for relative populations of the different states of oxygen atom O^* after scattering with the experimental data for collisions of oxygen cations O^+ with $\mathrm{C}^-/\mathrm{Si}^-/\mathrm{O}^-$ anions is shown.

Received 20.10.2025. Accepted 01.12.2025.

Keywords: mutual neutralization, rate coefficients, cross sections

DOI: 10.51194/INASAN.2026.11.1.007

1. Введение

Для моделирования звездных фотосфер в условиях отклонения от локального термодинамического равновесия необходимы знания об элементарных процессах, происходящих в плазме, в том числе таких, как столкновения атомов и ионов различных химических элементов с фотонами, электронами, атомами водорода (см., например, [1]). Для звезд спектральных классов FGK с низким содержанием металлов неупругие процессы, происходящие при столкновениях с водородом, играют особо важную роль [2, 3]. Несмотря на значительный прогресс в расчетах надежных квантовых данных за последние два десятилетия (см., например, [4, 5, 6, 7, 8]), для многих элементов атомные данные о неупругих процессах, происходящих при столкновениях с водородом, отсутствуют. В этой связи для не-ЛТР моделирования часто используется формула Дравина [9, 10, 11, 12], позволяющая получить оценку величин констант скорости неупругих процессов, происходящих при столкновениях атомов исследуемого элемента с водородом. Однако показано (см., например, [13]), что формула, во-первых, не имеет надежного физического обоснования, а во-вторых, приводит к завышенным либо заниженным на несколько порядков величины значениям констант скорости для процессов возбуждения и девозбуждения. Для процессов же взаимной нейтрализации и образования ионной пары формула Дравина предсказывает нулевые значения констант скорости, в то время как во многих работах (см., например, [4, 14]) было показано, что константы скорости именно этих процессов имеют наибольшие величины.

Проблемы применения формулы Дравина для процессов возбуждения и девозбуждения могут быть решены введением масштабирующего коэффициента, однако для процессов взаимной нейтрализации и образования ионной пары этого недостаточно. В этой связи в данной работе предлагается решить вышеуказанную проблему посредством использования аналитической формулы, аппроксимирующую кривую упрощенной модели для процессов взаимной нейтрализации.

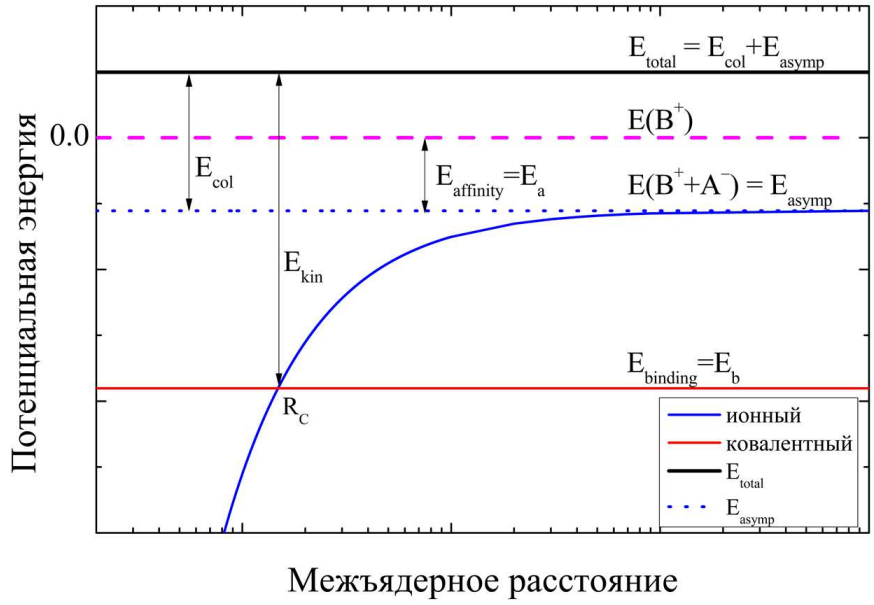


Рис. 1: Модельные диабатические ионный и ковалентный термы потенциальной энергии, энергия сродства к электрону $E_{\rm a}$ и энергия связи электрона в атоме-партнере столкновения с водородом $E_{\rm b}$, отсчитанные от энергии ионизации атома $E(\tilde{\rm B}^+)$; асимптотическая энергия ионного терма $E_{\rm asymp}$; энергия столкновения $E_{\rm col}$, кинетическая энергия $E_{\rm kin}$ в центре области неадиабатичности $R_{\rm C}$.

2. Краткая теория

Квантовый упрощенный подход, предложенный в работах [15, 16], позволяет в рамках простой, физически обоснованной и понятной модели получать надежные оценки величин сечений и приведенных констант скорости неупругих процессов девозбуждения и взаимной нейтрализации, происходящих при столкновениях с водородом при заданной температуре. Сама кривая упрощенной модели для процессов взаимной нейтрализации при заданной температуре T является одномерной функцией от энергии связи электрона в атоме-партнере столкновения с водородом и может быть получена как результат численных расчетов. Для процессов же девозбуждения упрощенный подход приводит к двумерной поверхности, так как приведенная константа скорости в этом случае зависит от двух переменных: энергии связи электрона в начальном и конечном каналах реакции. Подробнее см. в [15, 16]. Константы скорости процессов возбуждения и образования ионной пары могут быть получены по уравнению баланса. Ниже везде, если не оговорено иное, речь идет о процессах взаимной нейтрализации.

Приведенная константа скорости отличается от обычной константы скорости на величину статистической заселенности начального канала реакции в выбранной молекулярной симметрии:

$$k_{if}(T, E_{\rm b}) = p_i^{\rm stat} N_{if}(T, E_{\rm b}) \ , \tag{1}$$

где k_{if} — константа скорости процесса $i \ \to \ f$, N_{if} — приведенная константа скорости процесса $i \ \to \ f$, $p_i^{\rm stat}$ — статистическая заселенность канала i в некоторой молекулярной симметрии, T — температура, а $E_{\rm b}$ — энергия связи электрона в атоме-партнере столкновения с водородом. Энергия связи электрона $E_{\rm b}$ связана с энергией возбуждения электрона $E(\tilde{\rm B}^*)$ в атоме $\tilde{\rm B}$ и энергией ионизации $E(\tilde{\rm B}^+)$ этого атома:

$$E_{\rm b} = E(\tilde{\rm B}^*) - E(\tilde{\rm B}^+) \ , \tag{2}$$

см. также рис. 1.

В том случае, если рассматриваемый процесс протекает в нескольких молекулярных симметриях, для получения величины константы скорости необходимо просуммировать все приведенные константы скорости, умноженные на соответствующие статистические заселенности. Например, если некоторый процесс $i \to f$ протекает в трех молекулярных симметриях $^2\Sigma^+$,$^2\,\Pi$,$^2\,\Delta$, то итоговая константа скорости будет рассчитываться как:

$$k_{if}(T, E_{\rm b}) = p_i^{{\rm stat}(^2\Sigma^+)} N_{if}^{(^2\Sigma^+)}(T, E_{\rm b}) + p_i^{{\rm stat}(^2\Pi)} N_{if}^{(^2\Pi)}(T, E_{\rm b}) + p_i^{{\rm stat}(^2\Delta)} N_{if}^{(^2\Delta)}(T, E_{\rm b}), \tag{3}$$

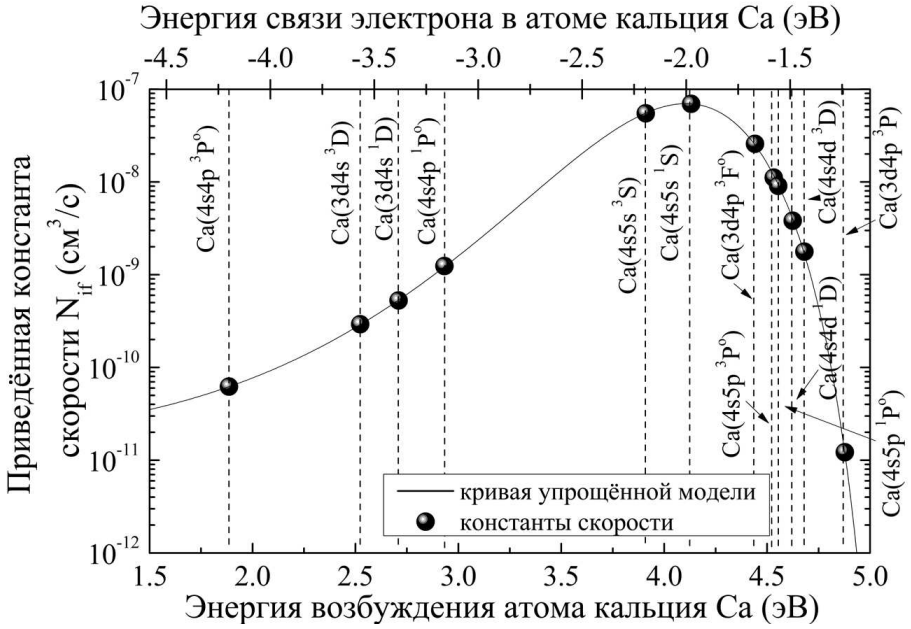


Рис. 2: Приведенные константы скорости процессов взаимной нейтрализации для столкновений $\mathrm{Ca}^+ + \mathrm{H}^-$ как функции от энергии возбуждения электрона в нейтральном атоме кальция. Сплошная линия соответствует кривой упрощенной модели из [15, 16], символы соответствуют конкретным величинам констант скорости процессов взаимной нейтрализации в различные каналы рассеяния $\mathrm{Ca}^* + \mathrm{H}$. Эти константы скорости определены для конкретных энергий возбуждения электрона в атоме кальция Ca^* (нижняя ось), или для конкретных энергий связи электрона в атоме Ca^* (верхняя ось).

где $p_i^{\mathrm{stat}(^{2S+1}\Lambda)}$ и $N_{if}^{(^{2S+1}\Lambda)}$ — соответствующие статистические заселенности и приведенные константы скорости в той или иной молекулярной симметрии. Отметим, что для некоторых процессов приведенные константы скорости в той или иной молекулярной симметрии могут быть равны нулю по причине того, что одно из рассматриваемых состояний — ионное $\tilde{\mathrm{B}}^+ + H^-$ или ковалентное $\tilde{\mathrm{B}}^* + \mathrm{H}$ — не порождает рассматриваемую молекулярную симметрию, следовательно, такой процесс не протекает в выбранной молекулярной симметрии.

Отличие получаемых в рамках упрощенной модели величин констант скорости от констант, получаемых в рамках строгих квантовых расчетов и модельных квантовых расчетов, основанных на модели Ландау-Зинера, составляет в среднем от 2 до 10 раз (см., например, [14] и рис. 1 в [15]) для процессов, попадающих в центр и на края оптимального окна упрощенной модели соответственно. Отметим, что здесь речь идет только об одноэлектронных процессах, то есть таких процессах, в результате которых только один электрон меняет свое состояние в результате реакции.

Как теоретические расчеты, так и экспериментальные исследования показывают, что для неупругих процессов, происходящих при столкновениях с водородом, существует так называемое оптимальное окно для величин констант скорости. Для процессов нейтрализации оптимальное окно — это некоторый диапазон энергий связи электрона в атоме-партнере столкновения с водородом $\tilde{\mathrm{B}}^*$ (или диапазон энергий возбуждения электрона в атоме $\tilde{\mathrm{B}}^*$, см. формулу (2)), такой, что наибольшие константы скорости имеют именно процессы $\tilde{\mathrm{B}}^+ + \mathrm{H}^- \to \tilde{\mathrm{B}}^* + \mathrm{H}$. Иными словами, в указанных процессах наибольшую заселенность после рассеяния $\tilde{\mathrm{B}}^+ + \mathrm{H}^-$ имеют такие состояния $\tilde{\mathrm{B}}^*$, энергия связи электрона в которых попадает в это оптимальное окно. А это значит, что константы скорости именно этих процессов имеют наибольшие величины среди всех возможных процессов. Пример для столкновений $\mathrm{Ca}^+ + \mathrm{H}^-$ приведен на рис. 2

Кривая упрощенной модели есть непрерывная функция от энергии связи электрона в атоме-партнере столкновения с водородом (или от энергии возбуждения электрона в нем, см. формулу (2)). Однако все реальные атомы имеют дискретный спектр энергий возбуждения электрона. Для определения величины приведенной константы скорости того или иного процесса взаимной нейтрализации необходимо определить энергию связи электрона в атоме $\tilde{\mathrm{B}}^*$ для конечного канала реакции взаимной нейтрализации $\tilde{\mathrm{B}}^+ + \mathrm{H}^- \to \tilde{\mathrm{B}}^* + \mathrm{H}$, и для этой энергии взять значение кривой упрощенной модели — это и будет значение приведенной константы скорости данного процесса (см. рис. 2).

Кривая упрощенной модели имеет максимум при однозначно определенной энергии связи электрона в атоме. Для случая столкновений катионов различных химических элементов с анионами водорода эта энер-

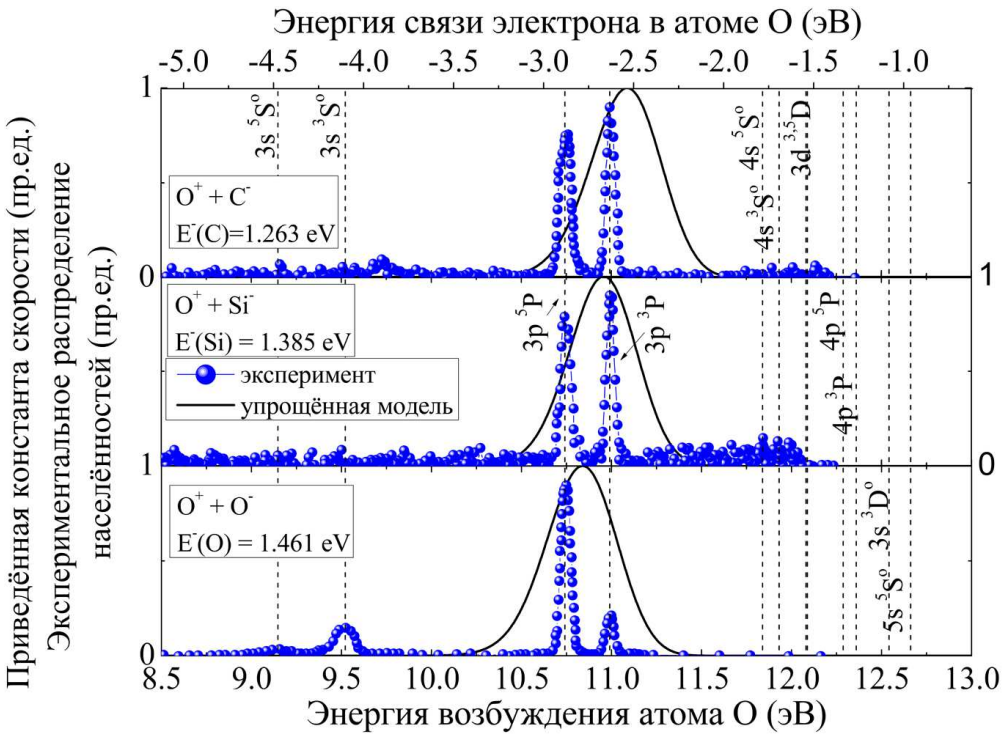


Рис. 3: Сравнение предсказаний упрощенной модели с экспериментально полученными относительными заселенностями различных состояний кислорода O^* после рассеяния в столкновениях $O^+ + C^-/Si^-/O^-$. Все данные приведены в произвольных единицах.

гия связи приходится на значение в окрестности ≈ -2 эВ для широкого диапазона температур (от нескольких тысяч до нескольких десятков тысяч K). При этом оптимальное окно расположено в диапазоне энергий связи электрона в атоме-партнере столкновения с водородом E_b от $\approx$–1.25 эВ до $\approx$–5.0 эВ. При температуре $T = 6000$ K типичные наибольшие значения величин констант скорости процессов взаимной нейтрализации лежат в диапазоне $10^{-11} - 10^{-7}$ см^3/с, для процессов девозбуждения значения величин констант скорости зачастую меньше минимум на один порядок величины. Величины констант скорости обратных процессов $f \to i$ (образования ионной пары и возбуждения) меньше констант скорости прямых процессов $i \to f$ (взаимной нейтрализации и девозбуждения).

Также отметим, что корректность упрощенной модели подтверждается и для столкновений различных катионов не только с водородом, но с другими различными анионами. Недавно были экспериментально исследованы столкновения катионов кислорода с различными анионами [17, 18, 19] при энергиях столкновения порядка десятков мэВ. Полученные экспериментально результаты относительных заселенностей возбужденных состояний кислорода после рассеяния хорошо воспроизводятся в рамках упрощенной модели, см. рис. 3. Чем больше заселенность конкретного конечного состояния O_i^* после рассеяния, тем интенсивнее при столкновениях происходит именно реакция $O^+ + A^- \to O_i^* + A$ и тем выше константа скорости данного процесса соответственно. Из рис. 3 хорошо видно, что наибольшие заселенности соответствуют тем состояниям атома кислорода O^*, энергия связи электрона которых попадает в оптимальное окно упрощенной модели, причем заселенность тем выше, чем ближе энергия связи электрона в атоме кислорода ближе к максимуму кривой упрощенной модели. Отметим также, что максимум кривой упрощенной модели сдвигается вдоль оси абсцисс для разных партнеров столкновения с катионом кислорода, что обусловлено различными энергиями сродства к электрону анионов C^-, Si^-, O^-. То есть для разных анионов-партнеров столкновения с катионами кислорода O^+ конечные заселенности состояний O^* будут разными в зависимости от энергии сродства к электрону в исследуемом анионе A^-. Этот результат говорит о физической корректности упрощенной модели и надежности получаемых в ее рамках результатов.

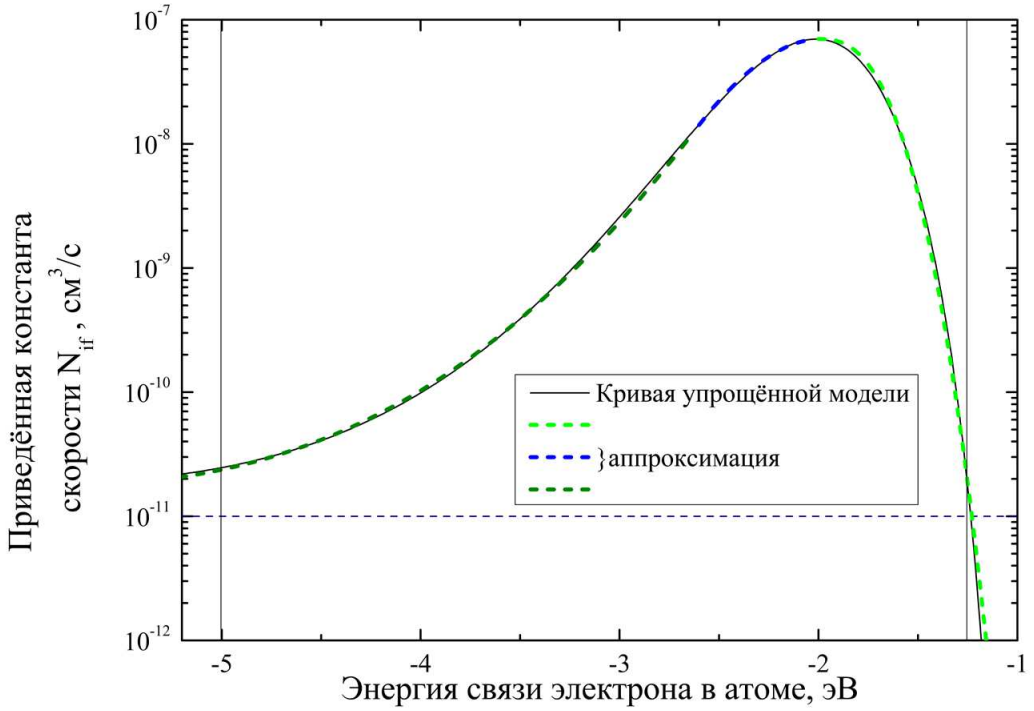


Рис. 4: Сравнение кривой упрощенной модели для процессов взаимной нейтрализации с аналитической кусочно-заданной функцией (4).

3. Аналитическая аппроксимация кривой упрощенной модели

Для не-ЛТР расчетов удобно пользоваться либо затабулированными значениями констант скорости неупругих процессов, либо аналитическими формулами, позволяющими получить непосредственно величины необходимых констант скорости. Кривая упрощенной модели для процессов взаимной нейтрализации, однако, получена численно и не имеет аналитического выражения. В данной работе для оценки величин приведенных констант скорости неупругих процессов взаимной нейтрализации предлагается использовать аналитическую кусочно-заданную функцию. Данная функция построена таким образом, что максимум этой функции равен единице. Она позволяет оценить величины констант скорости процессов взаимной нейтрализации, попадающих в оптимальное окно упрощенной модели, для температурного диапазона T от 1000 до 15000 K:

$$k_{if}(T, E_\mathrm{b}) = p_i^{\mathrm{stat}} A(T) \begin{cases} 0.19^5 \times C(T) \exp(0.315(E_\mathrm{b}+6.0)^{2.5}), & -5.0 \le E_\mathrm{b} < -2.6\ \mathrm{eV}, \\ \exp(-4.0\,(-E_\mathrm{b}-2.0)^{1.8}), & -2.6 \le E_\mathrm{b} < -2.0\ \mathrm{eV}, \\ \exp(-(3.0\,(E_\mathrm{b}+2.0))^{2.6}), & -2.0 \le E_\mathrm{b} \le -1.2\ \mathrm{eV}, \end{cases} \tag{4}$$

где E_b — энергия связи электрона в атоме-партнере столкновения с водородом, T — температура, $A(T)$ и $C(T)$ — коэффициенты, зависящие от температуры. Полученная таким образом кривая имеет максимум,

Таблица 1: Коэффициенты $A(T)$ для диапазона температур T от 1000 до 15000 K, необходимые для применения формулы (4). В квадратных скобках указана степень десятки.

T, K	1000	1500	2000	2500	3000	3500	4000	5000	6000
$A(T)$, см^3/с	1.3[–7]	1.1[–7]	1.0[–7]	9.2[–8]	8.6[–8]	8.2[–8]	7.8[–8]	7.3[–8]	7.0[–8]
T, K	7000	8000	9000	10000	11000	12000	13000	14000	15000
$A(T)$, см^3/с	6.7[–8]	6.5[–8]	6.4[–8]	6.3[–8]	6.2[–8]	6.1[–8]	6.1[–8]	6.0[–8]	5.9[–8]

равный единице. Для получения значений констант скорости необходимо умножить эту функцию на величину $A(T)$, зависящую от температуры, а также на статистическую заселенность ионного канала $p_i^{\rm stat}$ для интересующей молекулярной симметрии. Для частного случая столкновений катионов различных химических элементов $\tilde{\rm B}^+(^{2S_{\tilde{\rm B}}+1}L_{\tilde{\rm B}})$ с анионами водорода $\rm H^-(^1S)$ статистические заселенности могут быть рассчитаны по формуле:

$$p_i^{\rm stat} = \frac{n^\Lambda}{(2L_{\tilde{\rm B}}+1)}, \tag{5}$$

где n^Λ принимает значение 1 для Σ-симметрии и 2 для всех остальных (Π, Δ, Φ и т. д.), а $L_{\tilde{\rm B}}$ — квантовое число полного углового момента электронов, которое может быть определено из атомного терма ^{2S+1}L ионного состояния $\tilde{\rm B}^+$.

Величины $A(T)$ могут быть получены напрямую из упрощенной модели. Они затабулированы в данной работе для удобства использования в астрофизических приложениях (см. табл. 1). Отличие получаемых с помощью этой формулы величин констант скорости составляет порядка 5% относительно предсказаний упрощенной модели для окрестностей максимума кривой упрощенной модели и порядка 30% для самых краев оптимального окна.

Однако для относительно высоких температур ($\geq$ 8000 K) в области энергий связи электрона в атоме от –5.0 до –2.6 эВ (первая часть кусочно-заданной функции) наблюдается более значительное расхождение, вплоть до двух раз. Это обусловлено тем, что кривая упрощенной модели, строго говоря, не сохраняет свою форму абсолютно неизменной для разных температур, поскольку константа скорости зависит от температуры сложным образом:

$$k_{if}(T) = \sqrt{\frac{8}{\pi\mu(k_{\rm B}T)^3}} \int\limits_0^\infty \sigma_{if}(E)\, E\, \exp(-\frac{E}{k_{\rm B}T})\, dE, \tag{6}$$

где $k_{\rm B}$ — постоянная Больцмана. В этой связи в аналитическую формулу (4) вводится поправочный множитель $C(T) = T/8000$, причем при температурах ниже 8000 K этот множитель равен 1.0.

На рис. 4 представлена оригинальная кривая упрощенной модели и аппроксимирующая функция (4) для температуры T = 6000 K. Из рисунка видно, что наблюдается очень хорошее согласие между полученной численно кривой упрощенной модели для процессов взаимной нейтрализации и аналитической кусочно-заданной функцией (4).

4. Заключение

В данной работе предложена кусочно-заданная аналитическая формула для оценки величин констант скорости процессов взаимной нейтрализации, происходящих при столкновениях катионов различных химических элементов с анионами водорода. Представлены затабулированные значения максимумов кривой упрощенной модели, необходимые для оценки величин констант скорости. Было проведено сравнение предсказаний упрощенной модели с известными экспериментальными данными для относительных заселенностей различных состояний атома кислорода $\rm O^*$ при столкновениях $\rm O^+ + C^-/Si^-/O^-$. Показано, что упрощенная модель корректно предсказывает состояния, имеющие наибольшую заселенность после рассеяния, эти состояния попадают в оптимальное окно кривой упрощенной модели.

Финансирование

Работа поддержана внутренним грантом РГПУ им. А.И. Герцена (№ 46-ВГ).

Список литературы

1. L. Mashonkina, *Uchenye zapiski Kazanskogo universiteta, Seria Fiziko-matematicheskie nauki*, **153**, 7, 2011.
2. M. Asplund, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, **43**, 481, 2005.
3. L. Mashonkina, *Physica Scripta*, **134**, 014004, 2009.
4. M. Guitou, A. Spielfiedel, D. S. Rodionov, S. A. Yakovleva, A. K. Belyaev, T. Merle, F. Thevenin, and N. Feautrier, *Chemical Physics*, **462**, 94, 2015.
5. A. K. Belyaev, Y. V. Voronov, A. Mitrushchenkov, M. Guitou, and N. Feautrier, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **487**, 5097, 2019.
6. P. S. Barklem, *Astron. and Astrophys.*, **612**, A90, 2018.
7. S. A. Yakovleva, A. K. Belyaev, and W. P. Kraemer, *Chemical Physics*, **515**, 369, 2018.
8. S. A. Yakovleva, A. K. Belyaev, and W. P. Kraemer, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **483**, 5105, 2019.
9. H.-W. Drawin, *Zeitschrift für Physik*, **211**, 404, 1968.
10. H.-W. Drawin, *Zeitschrift für Physik*, **225**, 483, 1969.
11. W. Steenbock and H. Holweger, *Astron. and Astrophys.*, **130**, 319, 1984.
12. D. L. Lambert, *Physica Scripta*, **47**, 186, 1993.

13. P. S. Barklem, A. K. Belyaev, M. Guitou, N. Feautrier, F. X. Gadéa, and A. Spielfiedel, *Astron. and Astrophys.*, **530**, A94, 2011.
14. A. Belyaev, D. Vlasov, A. Mitrushchenkov, and N. Feautrier, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **490**, 3384, 2019.
15. A. K. Belyaev and S. A. Yakovleva, *Astron. and Astrophys.*, **606**, A147, 2017.
16. A. K. Belyaev and S. A. Yakovleva, *Astron. and Astrophys.*, **608**, A33, 2017.
17. X. Urbain, N. de Ruette, A. Dochain, T. Launoy, et al., *Journal of Physics: Conference Series*, **1412**, 062009, 2020.
18. M. Poline, S. Rosén, M. Ji, A. Simonsson, et al., *Physical Review A*, **105**, 062825, 2022.
19. N. de Ruette, A. Dochain, T. Launoy, R. F. Nascimento, et al., *Physical Review Letters*, **121**, 083401, 2018.

Сетка моделей протяженных атмосфер в диапазоне температур от 8000 K до 15000 K

Дедов Е.О., Винокуров А.С., Костенков А.Е., Соловьева Ю.Н.

Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

В данной работе мы представляем сетку не-ЛТР моделей протяженных атмосфер для звезд с эффективными температурами от ≈ 7800 K до ≈ 14400 K, обладающих мощными ветрами с темпами потери массы 5×10^{-6} $\mathrm{M_\odot\,yr^{-1}} < \dot{M} < 5 \times 10^{-4}$ $\mathrm{M_\odot\,yr^{-1}}$. Светимость, параметры скоростного закона и закона распределения неоднородностей вещества в ветре при расчетах имели фиксированные значения. Сетка, состоящая из 520 моделей, представлена в виде набора синтетических спектров, таблиц, содержащих расчетные показатели цвета, болометрические поправки и цветовые температуры, и ряд соотношений, связывающих наблюдаемые характеристики звезд (цветовую температуру и эквивалентную ширину линии Hα) с их параметрами (эффективной температурой, болометрической поправкой и темпом потери массы).

Поступила в редакцию 20.10.2025 г. Принята в печать 16.12.2025 г.

Ключевые слова: протяженные атмосферы, звездные ветры, фундаментальные параметры

Model grid of extended atmospheres for temperatures in range from 8000 K to 15000 K

Dedov E.O., Vinokurov A.S., Kostenkov A.E., Solovyeva Yu.N.

Special astrophysical observatory of the RAS, Nizhnij Arkhyz, Russia

In this paper we present a grid of non-LTE models of extended atmospheres of stars with effective temperatures ranging from ≈ 7800 K to ≈ 14400 K. The models were designed to have dense winds with mass loss rates 5×10^{-6} $\mathrm{M_\odot\,yr^{-1}} < \dot{M} < 5 \times 10^{-4}$ $\mathrm{M_\odot\,yr^{-1}}$. The luminosity, the velocity law parameters, and the clumping law parameters in the wind were fixed during the calculations. The grid, consisting of 520 models, is presented as a set of synthetic spectra, tables containing calculated color indices, bolometric corrections and color temperatures. Additionally we provide a series of relationships linking the observed characteristics of stars (color temperature and equivalent width of the Hα line) with their parameters (effective temperature, bolometric correction and mass loss rate).

Received 20.10.2025. Accepted 16.12.2025.

Keywords: extended atmospheres, stellar winds, fundamental parameters

DOI: 10.51194/INASAN.2026.11.1.008

1. Введение

Характерной наблюдательной особенностью большинства классов массивных звезд, таких как яркие голубые переменные (luminous blue variables, LBVs), Fe II-звезды, звезды Вольфа-Райе, B[e]-сверхгиганты и другие, является эмиссионный характер спектра [1]. Этот наблюдательный факт может быть объяснен наличием протяженной атмосферы, создаваемой плотным ветром звезды. Исследование свойств подобных ветров необходимо для более полного понимания физики данных объектов.

Физические условия в звездных ветрах далеки от термодинамического равновесия, что существенно затрудняет определение фундаментальных параметров звезд и их ветров. Наиболее надежные оценки параметров могут быть получены путем сравнения наблюдаемого и модельного спектров, руководствуясь соответствием между интенсивностями и формами профилей избранных линий. В частности, эффективная температура $T_{\rm eff}$ с приемлемой точностью может быть оценена по линиям различных ионов одного и того же химического элемента, например, широко применяемого при исследовании горячих ($T_{\rm eff} \gtrsim 25000$ K) массивных звезд соотношения интенсивностей He II/He I [2].

Детальное воспроизведение профилей линий в спектрах требует больших вычислительных затрат, поэтому для анализа спектров больших выборок объектов применяются предрассчитанные сетки не-ЛТР моделей протяженных атмосфер. Они могут быть использованы как для грубой оценки параметров звездных ветров, так и в качестве начальных приближений для последующего построения более качественных моделей [3]. К настоящему моменту обширные сетки моделей построены только для объектов с относительно высокой температурой (15000 K $\lesssim T_* \lesssim$ 55000 K; например, [4, 5]). В нашей работе мы представляем сетку моделей более холодных протяженных атмосфер (8000 K $\lesssim T_* \lesssim$ 15000 K)[1] и рассматриваем ряд инструментов, потенциально упрощающих процесс подбора сеточных моделей.

[1]Здесь и далее T_* — температура на гидростатическом радиусе R_* на $\tau_{\rm Ross}$ от 20 до 100.

2. Методы

Для создания моделей нами был использован не-ЛТР код `CMFGEN` [6], решающий уравнение переноса излучения с учетом покровного эффекта и позволяющий рассчитывать сферически-симметричные модели звездных атмосфер с учетом оттока вещества и микроскопических неоднородностей в ветре. В `CMFGEN` модель задается набором параметров, описывающих свойства звезды и ее ветра: L — светимость, R_* — гидростатический радиус (радиус на $\tau_{\rm Ross}$ от 20 до 100), $\dot{M}$ — темп потери массы, v_∞ — терминальная скорость ветра, β — показатель степени скоростного закона, f — объемный фактор заполнения, учитывающий неоднородность распределения вещества. Код также позволяет контролировать свойства атомной модели, в частности, задавать индивидуальные обилия химических элементов и количество учитываемых электронных уровней.

Построение сетки производилось в пространстве параметров $T_* - Q$, где $Q = \dot{M} f^{-1/2} (v_\infty R_*)^{-3/2}$ [4]. Вариация параметра Q позволяет сохранять эквивалентные ширины ($EW \propto Q^2$) рекомбинационных линий между узловыми моделями с различными T_*. На каждом шаге в пространстве параметров по оси температуры вычислялось новое значение гидростатического радиуса при сохранении светимости модели $L = 10^6\ L_\odot$. Границы области заполнения выбранного пространства имеют значения 8000 K $< T_* <$ 15000 K для температуры на гидростатическом радиусе 150 $R_\odot < R_* <$ 480 $R_\odot$ и 5×10^{-6} $\mathrm{M_\odot\,yr^{-1}} < \dot{M} < 5 \times 10^{-4}$ $\mathrm{M_\odot\,yr^{-1}}$ для темпа потери массы.

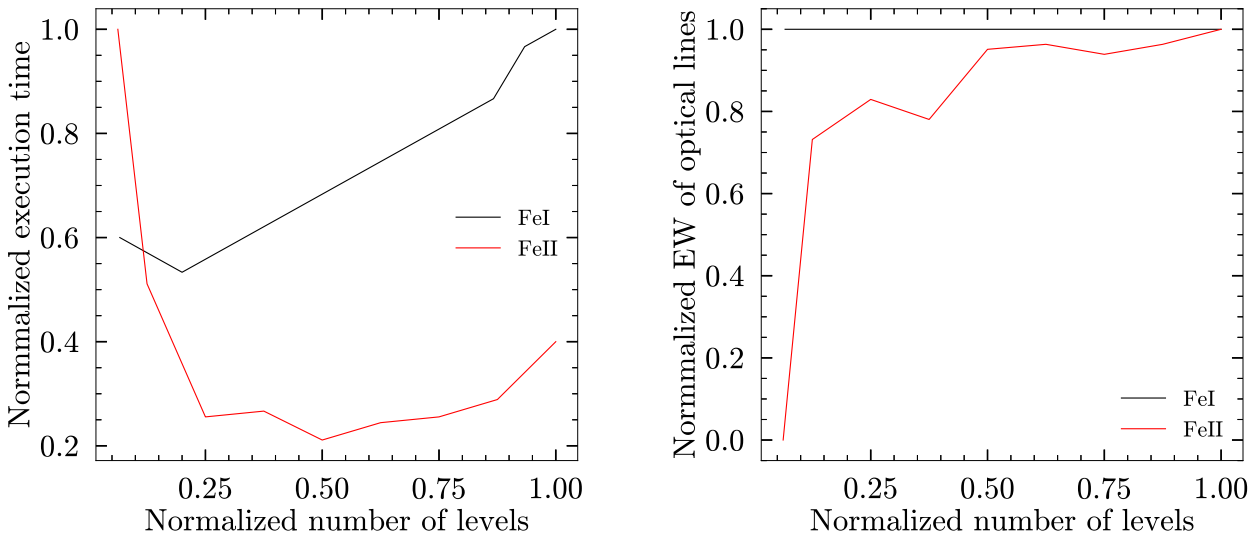


Рис. 1: Левая панель: зависимость времени расчета модели от количества учитываемых уровней. Правая панель: зависимость эквивалентных ширин оптических линий от количества учитываемых уровней. Количество уровней ионов нормировано на максимально доступное в `CMFGEN` значение 1500 и 800 для Fe I и Fe II соответственно. Результаты исследования влияния нейтрального и однократно ионизированного железа отмечены черным и красным цветами соответственно.

Изменение скорости ветра с расстоянием от звезды описывалось в рамках простого β-закона [7, 8]. При расчетах параметры скоростного закона были зафиксированы на значениях $\beta = 2.0, v_\infty = 150$ км с$^{-1}$. `CMFGEN` позволяет учесть микроскопические неоднородности ветра, представляемые в виде сгустков. Плотность сгустков вещества зависит от объемного фактора заполнения f, который, в свою очередь, определяется скоростным законом. Предполагается, что пространство между сгустками не заполнено веществом, а они сами являются оптически тонкими [8]. В моделях сетки принимается $f = 0.1$, поскольку это значение можно считать типичным при исследовании звезд с протяженными атмосферами [8, 9].

В целях уменьшения вычислительных затрат нами был проведен отбор количества учитываемых в моделях электронных уровней для каждого иона. Для этого была проведена серия предварительных расчетов моделей с различным количеством уровней с последующим анализом изменения модельных спектров. Критериями отсева переходов выступало сохранение потока в пределах 5% в линиях при изменении числа переходов, а также стабильность процесса расчета модели, которая выражается в том числе в требуемом времени расчета. Процесс выбора проиллюстрирован на рис. 1 на примере ионов Fe I-II. Полное количество так называемых суперуровней, в которые объединены отдельные уровни с близкими энергиями [10], доступных для этих ионов в `CMFGEN`, равно 1500 и 800 соответственно. Fe I не оказал существенного влияния на вид спектра, поэтому в модели было включено минимально возможное количество уровней, не приводящее к нестабильности процесса расчета. Изменение количества уровней иона Fe II, напротив, заметно меняет эквивалентные ширины оптических и ультрафиолетовых линий, поэтому было сохранено 600 уровней из доступных. По-

добная процедура была проделана и для остальных ионов, включенных в атомную модель. Этот процесс позволил нам сократить характерное время расчета одной модели до 40 минут, тогда как при использовании наиболее полной атомной модели этот процесс требует порядка нескольких часов вычислительного времени. Полное число связанно-связанных переходов в моделях составило около 23000.

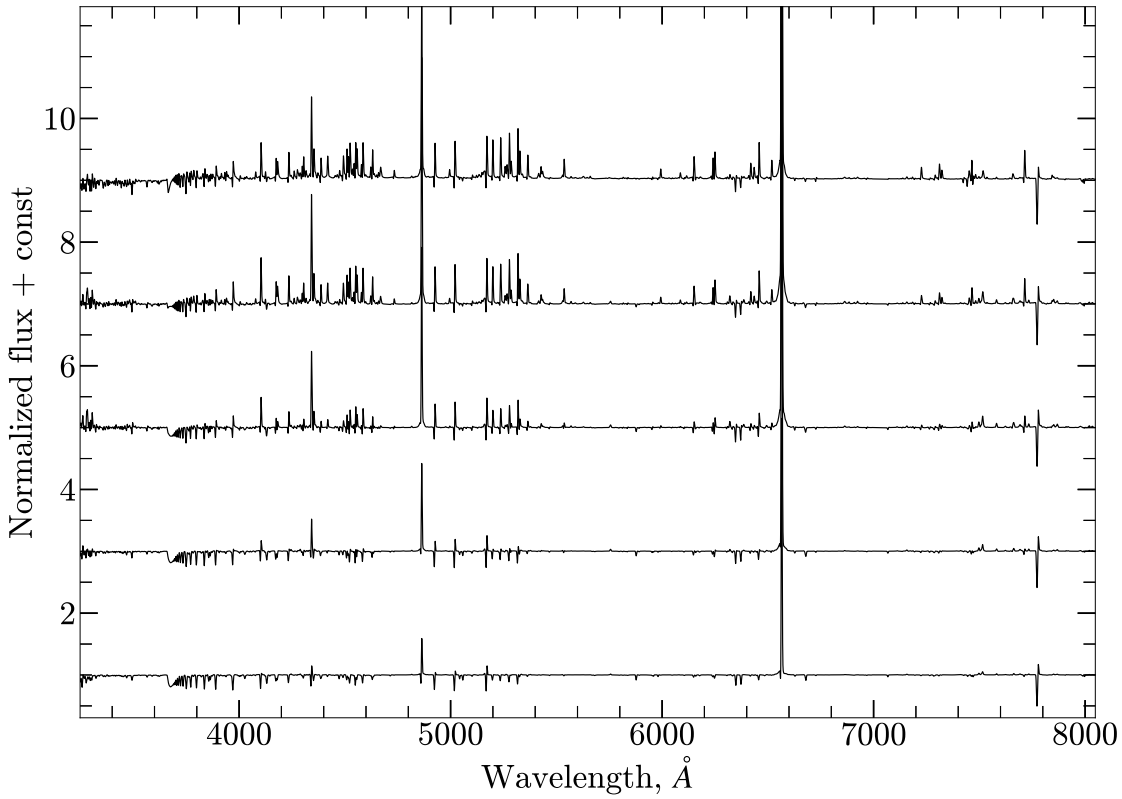


Рис. 2: Нормированные синтетические спектры моделей в диапазоне темпов потери массы $\dot{M} = 1.54 \times 10^{-5} - 3.10 \times 10^{-4}$ $M_\odot$ yr^{-1} с шагом $\Delta \log \dot{M} = 0.3$ снизу вверх. Спектры приводятся для фиксированного значения $T_* = 10600$ K и сглажены со спектральным разрешением 4.3 Å.

Химический состав моделей включает в себя следующие ионы (в скобках указано количество электронных уровней, учитываемых в моделях, по возрастанию стадии ионизации от нейтрального атома к иону на наивысшей стадии ионизации): H I (30), He I (69), C I-III (20, 20, 30), N I-III (100, 30, 20), O I-III (40, 20, 20), Si I-III (20, 60, 30), Fe I-IV (300, 600, 250, 300). Металлы играют важную роль в ускорении ветра звезд при температурах ~ 15000 K [11], и кроме того сильно влияют на ионизационное состояние вещества, поскольку являются источниками электронов в ветре. Обилия кремния и железа в моделях сетки имеют солнечные значения. Для азота, углерода и кислорода используются значения $Z_C = 0.01\ Z_\odot$, $Z_N = 4\ Z_\odot$, $Z_O = 0.5\ Z_\odot$, находящиеся в границах значений, характерных для LBV [12]. Содержание водорода в моделях сетки было принято равным 40% по массе.

3. Результаты

Рассчитанная сетка включает 520 моделей в интервале эффективных температур 7800 K $\lesssim T_{\rm eff} \lesssim$ 14400 K. Каждая модель представлена спектром в абсолютных единицах (эрг $\cdot$ см$^{-2}$ $\cdot$ с$^{-1}$ $\cdot$ Å^{-1})[2] и модельным континуумом для удобства построения нормированных спектров. Примеры синтетических спектров представлены на рис. 2.

Помимо этого, мы предлагаем ряд инструментов, призванных упростить использование сетки моделей для анализа наблюдательных данных. Описанная в работе сетка была применена при исследовании недавно обнаруженного LBV-кандидата в галактике NGC 891 с целью получения граничных значений диапазона фундаментальных параметров в условиях плохо известного значения полного межзвездного поглощения в направлении объекта (Solovyeva et al. 2025, принята к печати).

[2]При расчете спектра в `CMFGEN` расстояние до звезды принимается равным 1 кпк.

3.1. Диаграммы эквивалентных ширин и интенсивностей линий

Под диаграммами эквивалентных ширин мы понимаем распределение эквивалентных ширин линий моделей в пространстве базовых параметров «$T_* - \dot{M}$». Эти диаграммы могут быть полезны при выборе модельных спектров, наиболее подходящих под наблюдаемый спектр с целью определения параметров объекта. На рис. 3 продемонстрирована зависимость эквивалентной ширины эмиссии Hα от выбранных параметров.

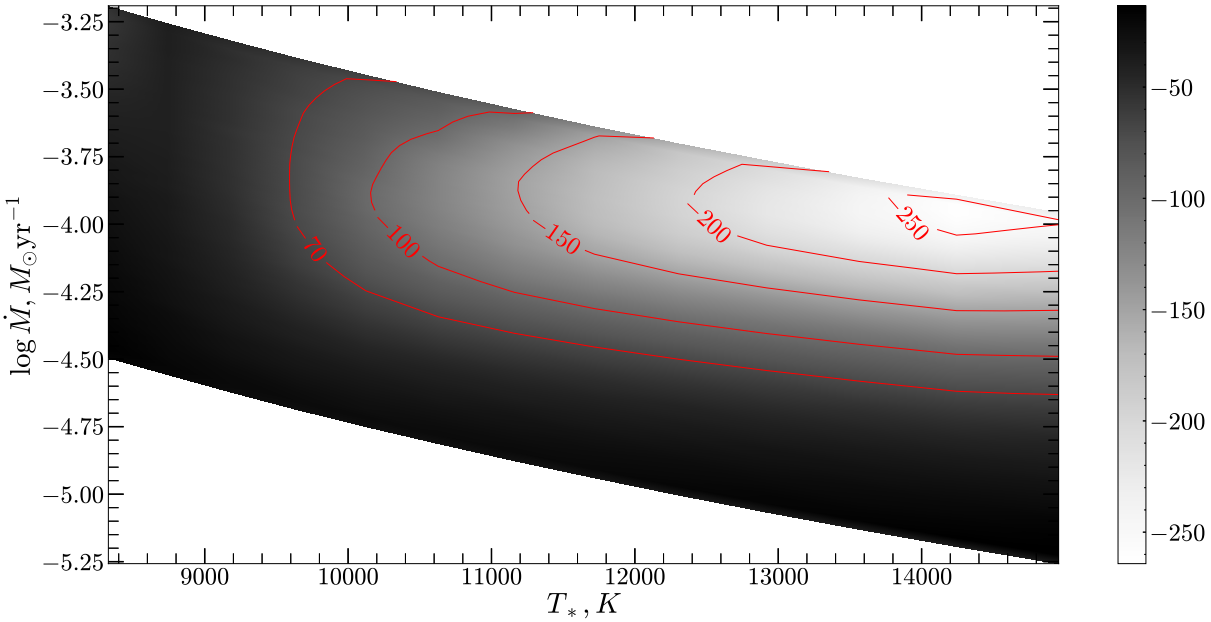


Рис. 3: Диаграмма эквивалентных ширин линии Hα. Красным цветом нанесены изолинии с соответствующими значениями эквивалентных ширин.

В исследуемом диапазоне температур одними из наиболее ярких особенностей в спектрах становятся многочисленные линии Fe II. Однако, в силу наличия у наиболее сильных линий этого иона P-Cyg профиля и существенного вклада соседних линий в экивалентные ширины в оптическом диапазоне, точные измерения эквивалентных ширин неосуществимы. По этой причине мы предлагаем для линий Fe II $\lambda\lambda 5169 - 5535$ использовать интенсивности эмиссионных компонентов и глубины абсорбционных компонентов линий вместо эквивалентных ширин. Линии He I могут быть применены для построения подобных диаграмм, однако необходимо учитывать возможный вклад близких линий (например, He I $\lambda 5876$ может быть блендирована линиями Fe II и Na I).

3.2. Таблицы наблюдаемых величин

Мы рассчитали показатели цвета, цветовые температуры и болометрические поправки, используя модельные спектры в абсолютных единицах, чтобы иметь возможность оценить эффективные температуры и светимости звезд для последующего определения их положения на диаграмме Герцшпрунга-Ресселла на основе результатов фотометрических наблюдений без использования данных спектроскопии. Важным условием является наличие фотометрии в узкополосном фильтре, центрированном на линию α. Последняя требуется для грубой оценки темпа потери вещества в звездном ветре, оказывающего значительное влияние на значение эффективной температуры звезды. Расчет показателей цвета выполнен для фотометрической системы Джонсона-Казинца. Сворачивание спектров с кривыми пропускания фильтров и последующее интегрирование потоков с учетом нуль-пунктов выполнялось с помощью библиотеки `PySynphot` [13]. Цветовые температуры $T_{\rm BB}$ определены посредством аппроксимации синтетического спектрального распределения энергии моделью чернотельного излучения. Отметим, что полученные цветовые температуры существенно отличаются от эффективных температур[3]. Так например, для модели с параметрами $T_* = 10120$ K и $\dot{M} = 5.66 \times 10^{-5}$ $M_\odot$ yr^{-1}, $T_{\rm BB} \approx 12000$ K, а $T_{\rm eff} \approx 9600$ K.

Результаты проведенной синтетической фотометрии и оценки цветовой температуры приводятся в серии таблиц. Каждая таблица соответствует определенному значению T_* и организована как показано в табл. 1.

[3]Под $T_{\rm eff}$ понимается температура на $\tau_{\rm Ross} = 2/3$.

Таблица 1: Фрагмент таблицы синтетической фотометрии для моделей с температурой $T_* = 10120$ K. $T_{\rm BB}$ — цветовая температура, BC — болометрическая поправка, RMS — среднее квадратичное отклонение аппроксимации спектрального распределения энергии спектром абсолютно черного тела. При аппроксимации использовались потоки только в фильтрах B V R_c I_c.

$\dot{M}$, $M_\odot\,{\rm yr}^{-1}$	BC	$(U-B)$	$(B-V)$	$(V-R)$	$(R-I)$	RMS	$T_{\rm BB}$, K	$T_{\rm eff}$, K	$EW_{\rm H\alpha}$, Å
1.78×10^{-5}	–0.341	–0.609	0.024	0.069	0.026	0.004	12462.4	9682.5	–22.3
1.93×10^{-5}	–0.341	–0.610	0.024	0.070	0.026	0.004	12451.7	9680.6	–24.3
...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
3.32×10^{-4}	–0.150	–0.538	0.106	0.147	0.101	0.016	10208.2	8252.6	–73.0
3.59×10^{-4}	–0.136	–0.519	0.113	0.147	0.101	0.014	10147.0	8233.9	–70.2

3.3. Соотношения между фундаментальными параметрами и наблюдаемыми величинами

Получение оценок темпа потери массы по наблюдательным проявлениям объекта представляет собой сложную задачу, наиболее точное решение которой требует построения модели атмосферы. Существующие методы определения темпа потери массы основаны на измерениях резонансных линий металлов, лежащих в ультрафиолетовом диапазоне (например, дублет P V $\lambda\lambda1118, 1128$ [14]). В оптическом диапазоне в качестве диагностической линии применяется линия Hα, однако соотношения, связывающие темп потери массы со светимостью в линии Hα применимы только при $\tau({\rm H}\alpha) \ll 1$ [15]. Это требование выполняется для O и ранних B-звезд, но не применимо в рассматриваемом нами диапазоне температур и темпов потери массы.

Обозначенные выше затруднения в получении быстрых оценок параметров звезд с протяженными атмосферами побудили нас создать ряд соотношений, которые позволили бы получать значения параметров объектов более точно, поскольку они бы базировались на не-ЛТР моделях. Мы получили соотношения, связывающие $T_{\rm eff}$, BC и $\dot{M}$ с типично измеряемыми характеристиками подобных объектов, а именно, цветовой температурой $T_{\rm BB}$ и эквивалентной шириной эмиссии Hα $EW_{\rm H\alpha}$:

$$T_{\rm eff} = \begin{cases} -4240 + 1.09\cdot T_{\rm BB} + 13.50\cdot|EW_{\rm H\alpha}|, & \text{при } |EW_{\rm H\alpha}| \le 80 \text{ Å}, \\ -6710 + 1.31\cdot T_{\rm BB} + 11.33\cdot|EW_{\rm H\alpha}|, & \text{при } 80 \text{ Å} < |EW_{\rm H\alpha}| < 150 \text{ Å}, \\ -11570 + 1.63\cdot T_{\rm BB} + 18.50\cdot|EW_{\rm H\alpha}|, & \text{при } |EW_{\rm H\alpha}| \ge 150 \text{ Å}, \end{cases} \quad (1)$$

$$BC = 1.53 - 1.9\times10^{-4}\cdot T_{\rm eff} - 1.5\times10^{-3}\cdot|EW_{\rm H\alpha}|, \quad (2)$$

$$\dot{M} = 0.15\cdot|EW_{\rm H\alpha}|^{0.5}\times v_\infty^{3/2}\times L^{3/4}\times T_{\rm eff}^{-3} \ \ [{\rm M}_\odot\,{\rm yr}^{-1}]. \quad (3)$$

Соотношение (1) приводится для трех диапазонов эквивалентной ширины Hα, что позволило улучшить точность аппроксимации, в выражениях (2) и (3) заметного улучшения качества аппроксимации при разбиении на диапазоны по $EW_{\rm H\alpha}$ или $T_{\rm BB}$ ($T_{\rm eff}$) не происходит. Отметим, что в соотношении (3) степенные зависимости от эквивалентной ширины, светимости, скорости и температуры возникают в результате использования параметра Q при аппроксимации $\dot{M}$; светимость звезды L и терминальная скорость v_∞ даны в единицах $L_\odot$ и км c^{-1} соответственно.

Точность данной аппроксимации мы оцениваем как разность между восстановленными по соотношениям значениями и значениями параметров индивидуальных моделей: модельные эффективные температуры, болометрические поправки и темпы потери массы восстанавливаются с медианными отклонениями 3%, 7%[4] и 28% соответственно. Предварительные результаты проверки применимости данных соотношений для небольшого набора моделей при изменении светимости, терминальной скорости и объемного фактора заполнения показывают, что для $T_{\rm eff}$ и BC точность сохраняется, в то время как значения $\dot{M}$ могут отклоняться в пределах фактора 2. Более детальный анализ данных результатов планируется провести в будущей работе после завершения расчета большого набора сеток моделей протяженных атмосфер.

4. Заключение

Представленная в работе сетка не-ЛТР моделей протяженных атмосфер призвана облегчить определение значений фундаментальных параметров звезд с температурами ниже 15000 K. Параметры звезд могут быть оценены на основе прямого сравнения наблюдаемых и синтетических спектров. В то же время, для решения этой задачи мы предлагаем альтернативные способы, включающие применение диаграмм эквивалентных

[4]При расчете учтены отличия получаемых по соотношению (1) от реальных значений эффективной температуры в моделях. При этом, максимальное отклонение значений, полученных при аппроксимации, от модельных не превышает $0.15^{\rm m}$.

ширин либо интенсивностей наиболее ярких эмиссионных линий и использование таблиц с рассчитанными по сеточным моделям показателями цвета, болометрическими поправками, цветовыми температурами и эквивалентными ширинами эмиссии Hα. Выходные файлы в виде модельных спектров в нормированном виде и в абсолютных единицах, диаграммы эквивалентных ширин и таблицы синтетической фотометрии доступны по ссылке[5]. Помимо этого, приводятся соотношения, связывающих эффективную температуру, болометрическую поправку и темп потери массы с цветовой температурой и эквивалентной шириной линии Hα, которые могут быть относительно просто измерены на основе данных наблюдений. Последнее может быть особенно ценно в случае недоступности спектральных наблюдений объекта при наличии фотометрии в фильтре Hα.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания САО РАН, утвержденного Министерством науки и высшего образования Российской Федерации.

Список литературы

1. R. M. Humphreys, K. Weis, K. Davidson, D. J. Bomans, and B. Burggraf, *Astrophys. J.*, **790**, 48, 2014.
2. C. Jordan, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, **297**, 541, 1980.
3. A. Kostenkov, A. Vinokurov, Y. Solovyeva, K. Atapin, and S. Fabrika, *Astrophysical Bulletin*, **75**, 182, 2020.
4. R. Hainich, V. Ramachandran, T. Shenar, A. A. C. Sander, H. Todt, D. Gruner, L. M. Oskinova, and W. R. Hamann, *Astron. and Astrophys.*, **621**, A85, 2019.
5. W. Marcolino, J. C. Bouret, F. Martins, and D. J. Hillier, *Astron. and Astrophys.*, **690**, A318, 2024.
6. D. J. Hillier and D. L. Miller, *Astrophys. J.*, **496**, 407, 1998.
7. H. J. G. L. M. Lamers, F. Najarro, R. P. Kudritzki, P. W. Morris, et al., *Astron. and Astrophys.*, **315**, L229, 1996.
8. D. J. Hillier, T. Lanz, S. R. Heap, I. Hubeny, L. J. Smith, C. J. Evans, D. J. Lennon, and J. C. Bouret, *Astrophys. J.*, **588**, 1039, 2003.
9. A. Kostenkov, S. Fabrika, O. Sholukhova, A. Sarkisyan, and D. Bizyaev, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **496**, 5455, 2020.
10. L. S. Anderson, *Astrophys. J.*, **339**, 558, 1989.
11. D. C. Abbott, *Astrophys. J.*, **259**, 282, 1982.
12. J. H. Groh, G. Meynet, S. Ekström, and C. Georgy, *Astron. and Astrophys.*, **564**, A30, 2014.
13. STScI Development Team, pysynphot: Synthetic photometry software package, Astrophysics Source Code Library, record ascl:1303.023, 2013.
14. A. W. Fullerton, D. L. Massa, and R. K. Prinja, *Astrophys. J.*, **637**, 1025, 2006.
15. C. Leitherer, *Astrophys. J.*, **326**, 356, 1988.

[5] `https://jet.sao.ru/jet/~vinokurov/stellar_spectra_grid_8000_15000/`

Магнитосферная аккреция и запыленный ветер — основные причины активности молодых звезд

Гранкин К.Н.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

Многообразие фотометрического и спектрального поведения молодых звезд на стадии до главной последовательности (PMS) обусловлено в первую очередь звездной активностью, магнитосферной аккрецией и экранирующим действием запыленного ветра. Основные проявления звездной активности рассмотрены на примере V410 Tau — молодой звезды типа Т Тельца со слабыми эмиссионными линиями (WTTS). Отмечается особая роль топологии магнитного поля на процессы магнитосферной аккреции в случае классических звезд типа Т Тельца (CTTS). Особенности магнитосферной аккреции обсуждаются на примере представителей различных групп PMS: AA Tau — прототипа так называемых «дипперов», Z CMa и V1515 Cyg — объектов типа Ae/Be Хербига (HAeBeS) и FU Ori (FUors). Экранирующее влияние запыленного ветра рассматривается на примере особенностей фотометрического и поляриметрического поведения WW Vul — звезды типа UX Ori (UXors). Кратко обсуждаются модели центробежного запыленного ветра и их предсказания для случая UXors. Приводятся примеры долговременных и глубоких ослаблений блеска AA Tau, CQ Tau и V1184 Tau. Рассматриваются различные типы ветров, в частности запыленный фотоиспарительный ветер. Обсуждаются фотометрические, поляриметрические и спектральные особенности RW Aur, RY Tau и SU Aur в рамках моделей конических МГД-ветров, возникающих на радиусе коротации и способных поднимать пыль непосредственно за границей области сублимации пыли.

Поступила в редакцию 14.10.2025 г. Принята в печать 16.12.2025 г.

Ключевые слова: активность молодых звезд, магнитосферная аккреция, запыленный ветер

Magnetospheric accretion and dusty wind are the main drivers of young star activity

Grankin K.N.

Crimean astrophysical observatory of the RAS, Nauchny, Crimea, Russia

The diversity of photometric and spectral behavior of young pre-main sequence (PMS) stars is primarily due to stellar activity, magnetospheric accretion, and the shielding effect of dusty wind. The main manifestations of stellar activity are considered using V410 Tau, a young weak-emission-line T Tauri star (WTTS), as an example. The special role of magnetic field topology on magnetospheric accretion processes in the case of classical T Tauri stars (CTTS) is noted. The features of magnetospheric accretion are discussed using representatives of various PMS groups as examples: AA Tau, a prototype of the so-called “dippers”, Z CMa and V1515 Cyg, Herbig Ae/Be (HAeBeS) and FU Ori (FUors) objects. The shielding effect of dusty wind is considered using the photometric and polarimetric behavior of WW Vul, a UX Ori (UXors) star. Models of centrifugal dust-laden winds and their predictions for UXors are briefly discussed. Examples of long-term and profound dimmings of AA Tau, CQ Tau, and V1184 Tau are given. Various wind types are considered, in particular the dusty photoevaporative wind. Photometric, polarimetric, and spectral properties of RW Aur, RY Tau, and SU Aur are discussed within the framework of conical MHD wind models originating at the corotation radius and capable of lifting dust just beyond the boundary of the dust sublimation region.

Received 14.10.2025. Accepted 16.12.2025.

Keywords: young star activity, magnetospheric accretion, dusty wind

DOI: 10.51194/INASAN.2026.11.1.009

1. Введение

В настоящее время известно, что молодые звездные объекты (МЗО) так или иначе связаны с окружающими их темными или светлыми туманностями, что они демонстрируют значительные ИК-избытки излучения [1] и окружены теплыми газо-пылевыми дисками [2]. Многие WTTS демонстрируют периодические изменения блеска с амплитудой от $0^{\rm m}.1$ до $0^{\rm m}.6$ в полосе V, обусловленные явлением вращательной модуляции звездного излучения протяженными холодными фотосферными пятнами [3]. Наземные и космические мониторинговые наблюдения МЗО позволили обнаружить свидетельства вспышечной активности [4, 5, 6, 7, 8]. Эквивалентная ширина остаточных эмиссий в ядрах линий H_α, Ca II H&K и Ca II IRT демонстрирует четкую модуляцию с фазой вращения WTTS и приписывается активным областям хромосферы, аналогичным солнечным. При этом наблюдается анти-корреляция фотосферных и хромосферных диагностик [9, 10].

МЗО демонстрируют характерные эмиссионные спектры низкого возбуждения, напоминающие спектр солнечной хромосферы. Большинство звезд показывают сравнительно слабый эмиссионный спектр — только линии H_α и H и K Ca II видны в эмиссии. Около 10% звезд демонстрируют сильные эмиссионные спектры, как в случае BP Tau и DR Tau. У таких объектов в эмиссии находятся водородные линии серии Бальмера (H_α, H_β, H_γ), Na I D1 и D2, He I (5876 Å), Fe I (4132 Å), Fe II (4924 Å) и др. [11]. У многих CTTS остаточные профили эмиссионной линии He I (10830 Å) показывают признаки истечения (ветра) на скоростях порядка $100 \div 200$ км/с и одновременно падения (аккреции) вещества на звезду со скоростями порядка

$100 \div 400$ км/с [12]. Мониторинговые спектральные наблюдения показали значительные изменения интенсивности и формы профилей эмиссионных линий со временем, что говорит о том, что ветер и аккреция переменны во времени [12, 13]. Наблюдения с узкополосными фильтрами в оптическом и ИК-диапазоне позволили обнаружить наличие коллимированных выбросов (джетов) в ближайших окрестностях молодых звезд, что подтверждает существование сложных процессов взаимодействия внутренних областей газо-пылевых дисков со звездой [14].

Доплер-Зеемановское картирование показало, что среднее магнитное поле МЗО находится в пределах от 100 до 1200 Гс. Сложность магнитного поля сильно зависит от его напряженности. Простые поля — самые сильные, а более сложные магнитные поля — самые слабые. При этом сильные простые поля встречаются у самых медленных ротаторов, а слабые сложные поля — у самых быстрых [15].

Со временем стало ясно, что особенности эволюции молодых звезд в течение первых нескольких миллионов лет определяются наличием сильных магнитных полей (~ 2 кГ) и присутствием газо-пылевых дисков. С одной стороны, магнитные поля и внешние глубокие конвективные оболочки протозвезд являются причиной для существования протяженных холодных пятен, горячих факельных полей, избыточной хромосферной и корональной эмиссии, кратковременных вспышек и других проявлений звездной активности, которые наблюдаются среди WTTS. С другой стороны, магнитные поля играют ключевую роль в сложных процессах взаимодействия между центральной звездой и окружающим ее диском, которые приводят к перераспределению углового момента системы звезда-диск и к развитию процессов магнитосферной аккреции и истечений, которые характерны для CTTS и HAeBeS. Все эти сложные процессы и явления находят свое отражение в фотометрическом, поляриметрическом и спектральном поведении МЗО.

2. Морфология многолетних кривых блеска МЗО

В результате 20-летних фотометрических наблюдений, выполненных сотрудниками отдела переменных звезд АИ АН Узбекистана, были получены многолетние кривые блеска 370 молодых звезд из различных областей звездообразования [16, 17, 3]. Примеры разнообразия фотометрического поведения некоторых HAeBeS представлены на рис. 1. Мы предложили два статистических параметра, которые позволяют классифицировать многолетние кривые блеска МЗО, полученные по Майданакским наблюдениям. Параметр $c1 = < (V_{\rm med} - V_{\rm max})/\Delta V >$ характеризует предпочтительный уровень блеска, на котором звезда остается в течение продолжительного времени. Параметр $c2 = \sigma V_{\rm max}/\sigma V_{\rm min}$ показывает относительную переменность максимального и минимального блеска [17]. Например, в случае DF Tau переменность максимального блеска значительно больше переменности минимального блеска и предпочтительный медианный уровень находится в низком состоянии (см. верхнюю панель рис. 2). Такое фотометрическое поведении свидетельствует о решающей роли аккреции. 57% CTTS из нашей выборки (28 из 49 звезд) показывают активность со значительными амплитудами ($0^{\rm m}.6 \div 2^{\rm m}.0$) и ее существенными вариациями ($\sigma\Delta V = 0^{\rm m}.1 \div 0^{\rm m}.6$). Типичный пример такого поведения демонстрирует EH Cep (средняя панель на рис. 2). В этом случае фотометрическое поведение обусловлено несколькими процессами: аккрецией, околозвездной экстинкцией и холодными фотосферными пятнами. Кривые блеска, вызванные исключительно переменной околозвездной экстинкцией, должны характеризоваться небольшой переменностью максимального уровня блеска по сравнению с минимальным уровнем и высоким состоянием медианного уровня блеска. Такое фотометрическое поведение демонстрируют V521 Cyg (нижняя панель рис. 2), AA Tau, SU Aur, LkCa 15 и UX Tau.

Интересно было сравнить морфологию кривых блеска CTTS и HAeBeS в пространстве двух статистических параметров $c1$ и $c2$. На рис. 3 представлены параметры $c1$ и $c2$ для 49 CTTS (синие квадраты) и 66 HAeBeS (красные кружки). Характеристики кривых блеска как CTTS так и HAeBeS распределены на этом графике практически одинаково. Это говорит о том, что нет специфических различий в морфологии кривых блеска этих двух групп молодых звезд. Тем не менее можно отметить, что звезды типа UX Ori, входящие в группу HAeBeS, расположены в этом пространстве достаточно компактно (красные заполненные кружки). При этом, некоторые CTTS тоже расположены в этой области. Среди них можно назвать V521 Cyg, UX Tau, SU Aur, LkCa 15, AA Tau и др. Сходство кривых блеска звезд типа UX Ori и этих CTTS обусловлено тем, что их околозвездные диски наклонены под небольшим углом к лучу зрения — см. [18, 19] и [20, 21] соответственно. Относительно недавно выяснилось, что LkCa 15 и AA Tau принадлежат к новой подгруппе звезд, так называемых «дипперов» или «ныряльщиков», о которых речь пойдет в следующем разделе.

3. AA Tau — прототип «дипперов»

Продолжительные комплексные фотометрические наблюдения AA Tau, выполненные нами в 1995–2004 гг., показали, что звезда демонстрировала повторяющиеся кратковременные ослабления блеска с амплитудой в пределах $1^{\rm m} \div 1^{\rm m}.5$ в полосе V. Во время некоторых ослаблений блеска показатель цвета B-V становился более голубым, что характерно для типичных UXors. Было обнаружено, что ослабления блеска повторяются с характерным временем 8.2 суток, но форма, амплитуда и фаза этих ослаблений менялись со временем [22]. Кроме того, наши поляриметрические наблюдения показали, что поляризация излучения увеличи-

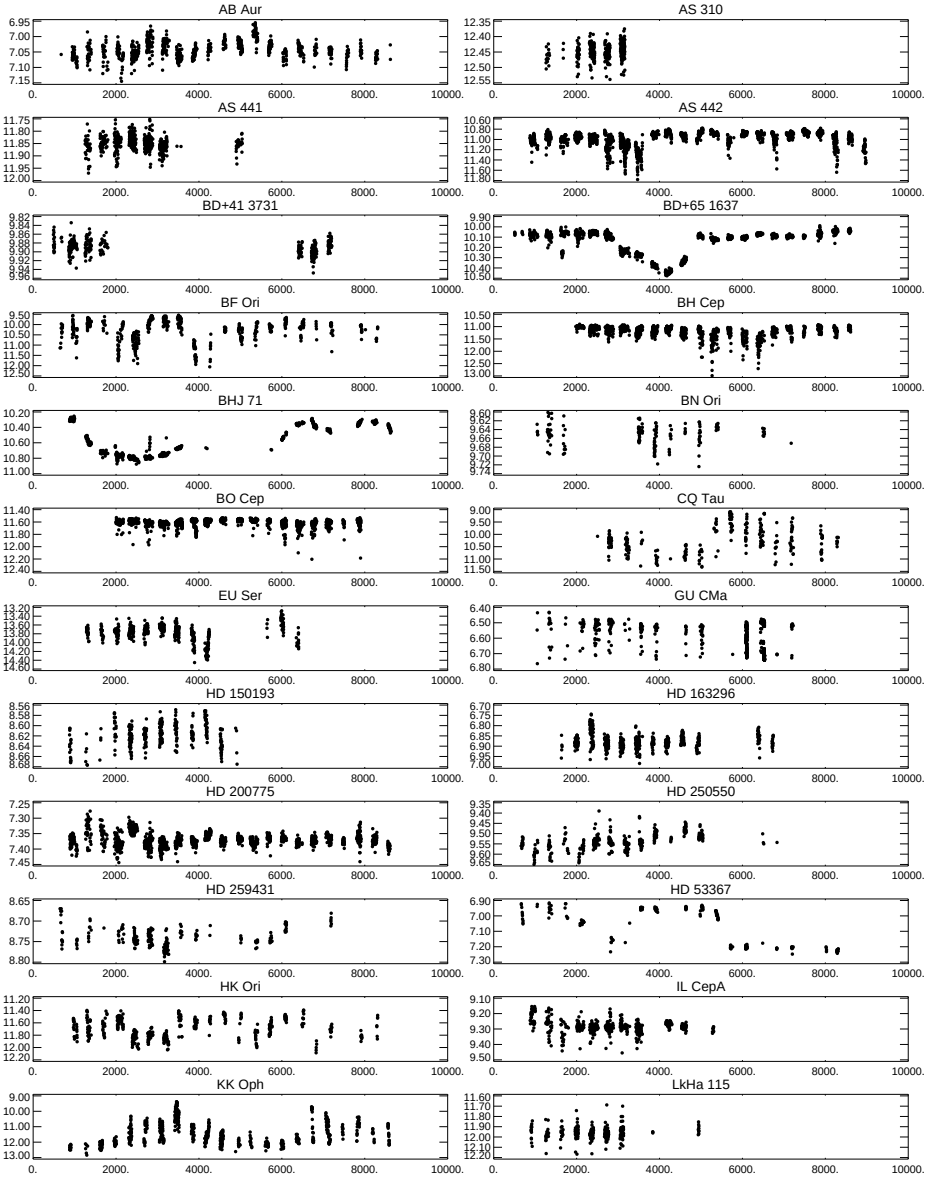


Рис. 1: Многолетние кривые блеска 24 HAeBeS, полученные на Майданакской обсерватории в Узбекистане.

вается с уменьшением яркости звезды [23]. Анализируя особенности фотометрического, поляриметрического и спектрального поведения этой звезды, мы пришли к выводу, что такое поведение возможно в случае магнитосферной аккреции вещества протопланетного диска вдоль силовых линий дипольной составляющей магнитного поля, наклоненного к оси вращения звезды [20, 24]. Такая ситуация рассмотрена в целом ряде моделирований, выполненных Романовой с коллегами [25]. Эти моделирования показали, что вблизи радиуса коротации образуется компактная деформация диска. При определенной ориентации системы звезда-диск эта деформация будет периодически затмевать излучение центральной звезды (см. рис. 4 из [25]). В рамках этой картины повторяемость ослаблений блеска связана с осевым вращением звезды, а изменения формы, амплитуды и фазы затмений говорят о том, что геометрия и физические параметры деформации диска меняются со временем. Мы предположили, что причиной этого могут быть как изменения крупномасштабного магнитного поля, так и темпа аккреции.

Позднее были опубликованы результаты исследований кривых блеска 83 CTTS в молодом скоплении NGC 2264, полученных на космическом телескопе COROT [21]. Было обнаружено, что 23 из 83 CTTS демонстрируют фотометрическое поведение аналогичное тому, которое наблюдается у AA Tau. Т. е. звезды типа AA Tau показывают квазипериодические ослабления блеска переменной амплитуды, продолжительности и формы. В более поздних работах объекты этого типа получили наименование «дипперов» (dippers) [26].

В 2015 г. были опубликованы результаты моделирований, которые хорошо воспроизводили фотометрическое поведение дипперов [27]. Расчеты были выполнены для случая, когда ось дипольного поля наклонена

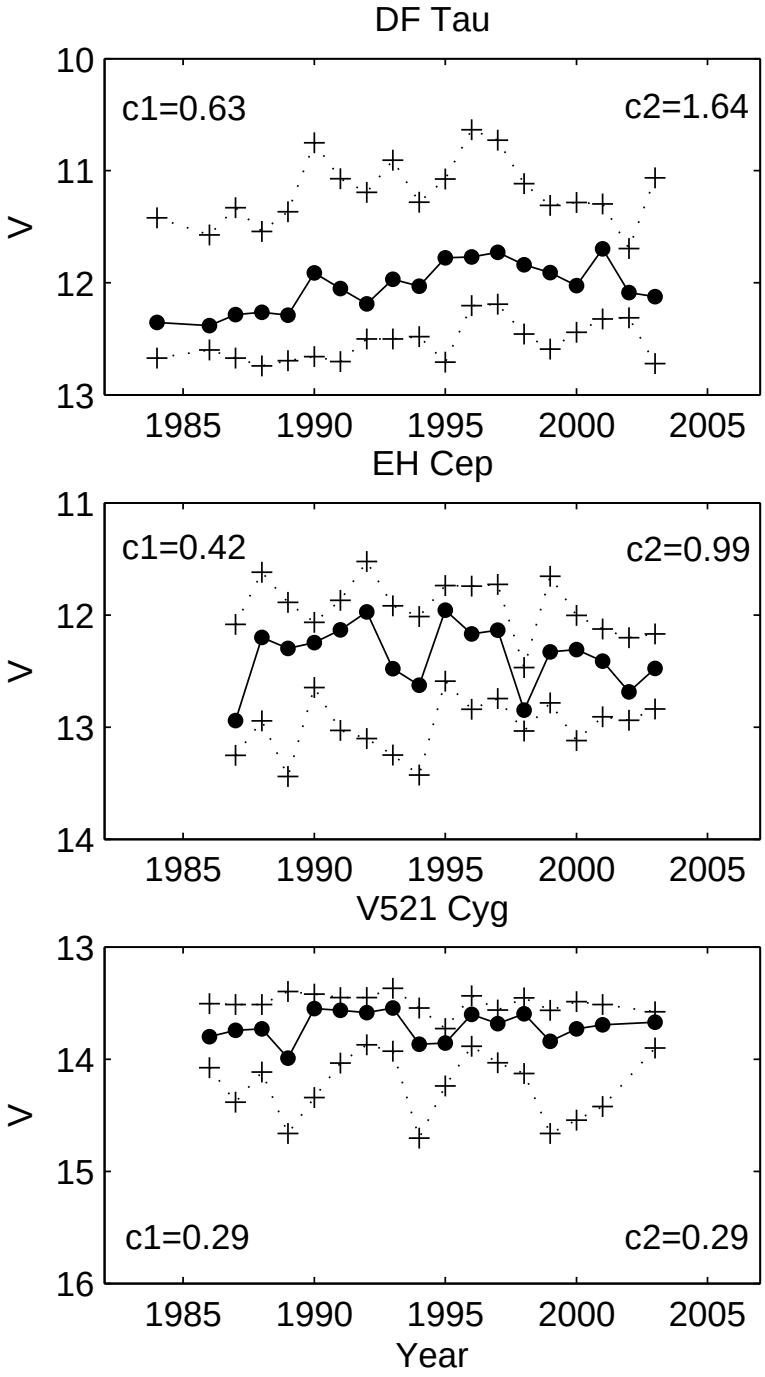


Рис. 2: Предпочтительное состояние медианного уровня блеска (параметр $c1$) и относительные вариации максимального и минимального уровня блеска (параметр $c2$) для трех объектов с различным фотометрическим поведением (подробности в тексте).

к оси вращения звезды на 30°, радиус магнитосферы близок к 5 радиусам звезды, и при этом имеет место устойчивая аккреция, когда радиус магнитосферы близок к радиусу коротации. Моделирования показали, что в этом случае наклонная магнитосфера возбуждает деформацию на границе диск-магнитосфера и формирует волны плотности во внутреннем диске. Высота деформации (h_w) может достигать 30% расстояния до звезды (см. рис. 9 из [27]).

4. Топология магнитных полей TTS

Результаты моделирований, обсужденные выше, предполагали наличие достаточно простого магнитного поля, в котором доминирует дипольная составляющая. Но структура магнитных полей молодых звезд может

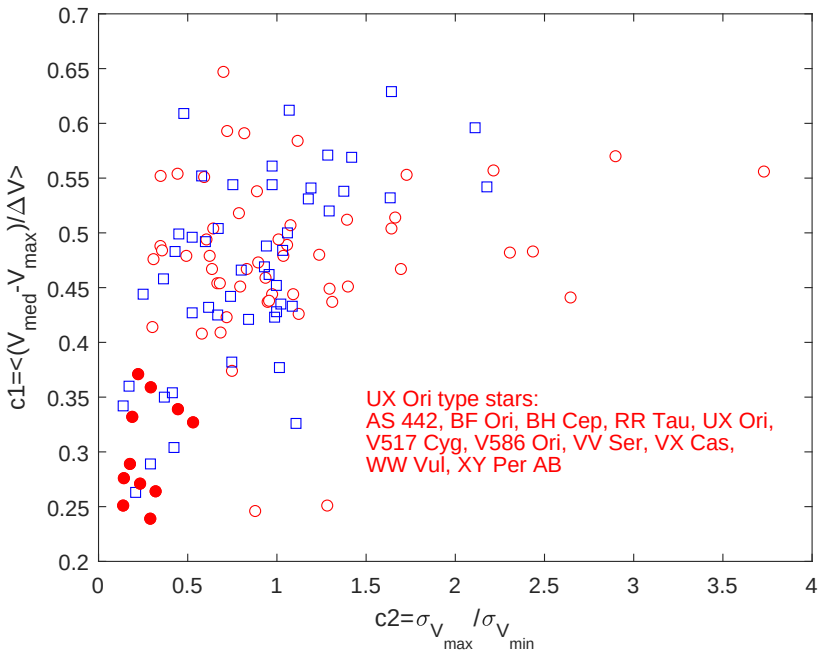


Рис. 3: Зависимость между медианным уровнем блеска (параметр $c1$) и относительными вариациями максимального и минимального уровня блеска (параметр $c2$). 49 CTTS обозначены синими квадратами, 55 HAeBeS — красными кружками, 11 UXors — красными заполненными кружками.

быть гораздо сложнее. Чтобы исследовать топологию магнитных полей молодых звезд были предприняты несколько наблюдательных программ: MaPP, MaTYSSE и SPIRou, которые осуществлялись на 3.6 м телескопе CHFT (Гавайи), 2 м телескопе TBL (Пик дю Миди) и 3.6 м телескопе ESO (Ла Силла, Чили) с использованием спектрополяриметров ESPaDOnS, NARVAL, HARPS и SPIRou (ссылки на работы в [28, 29]).

Наши исследования показали, что крупномасштабная топология магнитных полей молодых звезд может быть различной. Совсем не обязательно, чтобы доминировал дипольный компонент. Например, в случае BP Tau мы имеем дело с магнитным полем, в котором дипольный компонент имеет напряженность ∼1.2 кГс, а октупольный — ∼1.6 кГс [30]. В случае V2129 Oph мы имеем сильный октупольный компонент ∼1.2 кГс и слабый дипольный ∼0.35 кГс [31].

В общем случае магнитное поле звезды можно аппроксимировать суперпозицией наклонного диполя, квадруполя, октуполя и мультиполей более высокого порядка. Моделирования суперпозиции дипольного и квадрупольного поля показывают, что вещество протопланетного диска частично падает на звезду вблизи магнитных полюсов, а частично — на кольцо, связанное с квадрупольной составляющей поля (см. рис. 5 из [32]). А в случае суперпозиции слабого дипольного и сильного октупольного поля аккреция вещества происходит вдоль двух экваториальных поясов (см. рис. 10 из [33]).

Джонстон с коллегами рассмотрели возможные режимы аккреции для нескольких CTTS с различной топологией магнитного поля. Например, они показали, что преимущественно дипольное поле AA Tau приводит к образованию очагов аккреции на высоких широтах. Напротив, аккреция вещества диска на TW Hya происходит ближе к средним широтам из-за преимущественно октупольного поля этой звезды. Слабое и сложное поле V2247 Oph приводит к сложной картине аккреции как на средних, так и на низких широтах (см. рис. 11 в [15]).

Общий вывод этих модельных расчетов выглядит следующим образом. По мере уменьшения силы дипольного компонента магнитного поля и увеличения сложности структуры поля, внешний край замкнутой короны $r_{\rm cor}$, внутренний край диска r_A и аккреционная область — все приближаются к звезде (рис. 12 в [15]). Если CTTS испытывают солнечные магнитные циклы, ожидается, что будут иметь место циклы в положении внутреннего края аккреционного диска и в местах расположения горячих аккреционных пятен.

5. Морфология кривых блеска МЗО по данным космических обсерваторий

За последнее десятилетие космические оптические обсерватории (CoRoT, MOST, Kepler, TESS и др.) получили высокоточные кривые блеска на основе интенсивного (субчасового) мониторинга, продолжавшегося в течение десятков дней. Они позволили открыть новые типы фотометрической переменности и уточнить

уже существующие эмпирические классы. Подробные кривые блеска дали возможность различать аккрецию, темные пятна и поглощение как источники переменности и вычислять свойства аккреции, звезды и диска из формы самих кривых блеска. В частности, было обнаружено, что TTS демонстрируют разнообразное фотометрическое поведение: строго периодическое, мультипериодическое, квазипериодическое и вспышечное. Выяснилось, что дипперы показывают как апериодические, так и квази-периодические кратковременные ослабления блеска с амплитудой в несколько десятых звездной величины. Кроме того, некоторые объекты демонстрируют стохастические или плавные долговременные изменения блеска (см. рис. 3 в [34]).

Коди с коллегами предложили два новых статистических параметра для классификации кривых блеска молодых звезд, полученных в результате высокоточных и интенсивных космических наблюдений. Один параметр $Q = (rms^2_{\rm resid} - \sigma^2)/(rms^2_{\rm raw} - \sigma^2)$, характеризующий степень квази-периодичности, и второй параметр $M = (\langle d_{10\%} \rangle - d_{\rm med})/\sigma_d$, характеризующий асимметрию потока (подробности в [35]). Классификация кривых блеска МЗО из области звездообразования (ОЗ) Тельца-Возничего показала, что звезды из этой ОЗ демонстрируют разнообразные типы фотометрического поведения (см. рис. 4). В частности, значительная доля TTS в ОЗ Тельца-Возничего показывает квазипериодическую и апериодическую вспышечную активность (оранжевые кружки на рис. 4). В следующих двух разделах обсуждаются различные типы вспышечной активности МЗО.

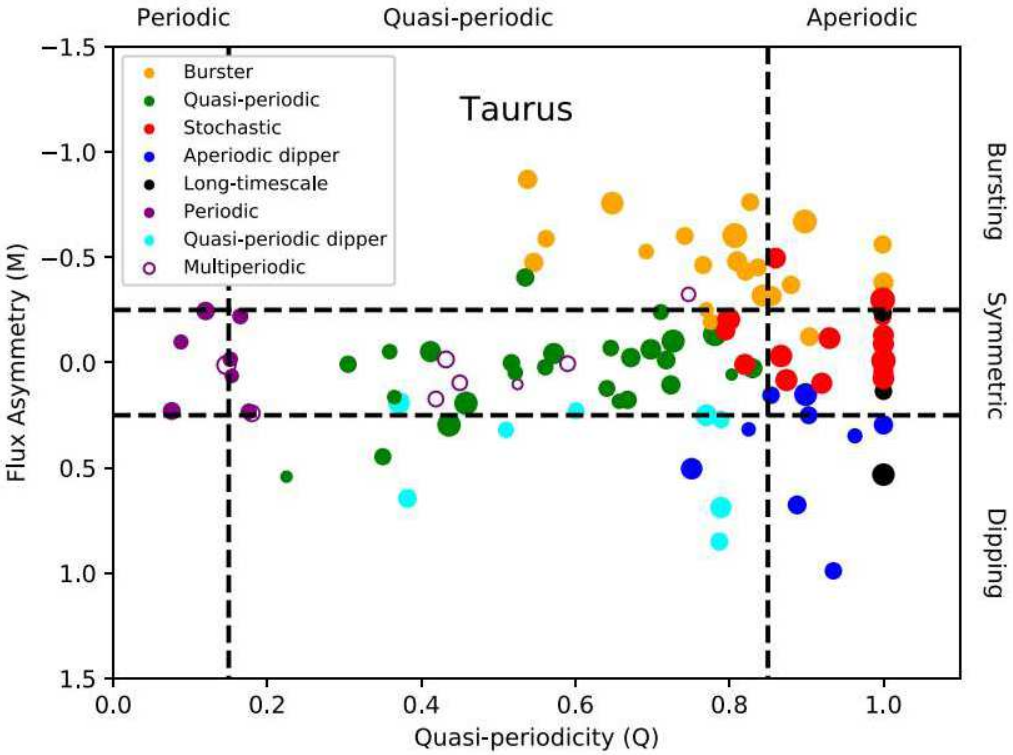


Рис. 4: Классификация кривых блеска МЗО из области звездообразования Тельца-Возничего. Фрагмент рис. 4 из работы [34].

6. Экстремальная вспышка Z CMa

Z CMa представляет собой двойную систему, состоящую из массивной звезды HAeBeS, испытывающей фотометрические вспышки, и маломассивной звезды типа FUors. В начале 2009 г. мы обнаружили, что Z CMa показала новую экстремальную вспышку с амплитудой $1^{\rm m}.7 \div 1^{\rm m}.9$ в полосе V, которая была больше, чем любые фотометрические изменения блеска, зарегистрированные у этой звезды в течение последних 25 лет [36]. Продолжительность вспышки более 460 суток. Чтобы изучить самые внутренние области, в которых происходит вспышка, и понять ее происхождение, мы наблюдали оба компонента двойной системы с AMBER/VLTI по линии излучения Br_γ в декабре 2009 г. в режимах среднего и высокого спектрального разрешения. Наши наблюдения показали, что главным следствием вспышки является запуск массивного биполярного оттока из компонента HAeBeS. Основываясь на этих выводах, мы предположили, что источником вспышки является событие усиленной аккреции вещества, подобное тем, что происходят у объектов типа EXors и FUors [37, 38]. Дальнейший анализ более 1000 эмиссионных линий показал наличие высокого темпа аккреции вещества

во вспышке ($\sim 10^{-4}$ $M_\odot$/год), что связанные с аккрецией структуры простираются на несколько звездных радиусов, и что переменный и неосесимметричный ветер имеет медленные (~ 0 км/с), промежуточные (около -100 км/с) и быстрые (≥ -400 км/с) компоненты [39]. Все это позволяет характеризовать экстремальную вспышку Z CMa как явление, присущее объектам типа EXors или FUors.

7. Своиства FUors на примере V1515 Cyg

Объекты типа FU Ori являются маломассивными МЗО. Представители этого типа демонстрируют мощные вспышки до 6^m и остаются в ярком состоянии в течение десятилетий или столетий. До 2014 г. выделяли две подгруппы: звезды типа FU Ori (FUors) с мощными вспышками, которые длятся десятилетиями или столетиями и могут повторяться или не повторяться, и звезды типа EX Lup (EXors), которые показывают менее энергичные вспышки, длящиеся от месяцев до года и которые могут повторяться. Исследования показывают, что пиковая светимость и последующая эволюция кривой блеска значительно различаются среди членов каждой подгруппы. Кроме того, многие вспыхивающие молодые звезды обладают специфическими свойствами и не вписываются в эти две классические подгруппы с точки зрения их кривых блеска или спектральных свойств [11, 40]. Например, V1515 Cyg, относящаяся к классическим FUors, начала увеличивать яркость в 1940-х годах и достигла пика яркости только в конце 1970-х годов. В 1980 г. ее блеск внезапно уменьшился на 2^m в полосе V и оставался в минимальном состоянии в течение нескольких месяцев, а затем увеличивался в течение нескольких лет. Полученные нами новые фотометрические данные показывают долговременное затухание блеска на временном интервале 2015–2022 гг. с сильной переменностью на более коротких временных масштабах в недели и месяцы. Особенно отчетливо это видно по данным космической обсерватории TESS [41].

Профили P Cygni и широкие смещенные в синюю сторону абсорбции указывают на сильные и многокомпонентные ветры со скоростями –141, –65, –44 и –16 км/с. Эволюция распределения энергии в спектре на интервале 1979–2021 гг. говорит в пользу того, что текущая светимость аккреционного диска упала с пикового значения 138 $L_\odot$ до $\sim$45 $L_\odot$. Уменьшение светимости диска сопровождается падением темпа аккреции. Два пика на 1–2 мкм и 10–30 мкм, присутствующие в РЭС, указывают на наличие горячего аккреционного диска и значительного количества силикатной пыли субмикронного размера [41].

Можно выделить общие характерные свойства объектов типа EXors и FUors. К ним относятся:

(1) Высокоамплитудные вспышки в оптике на $1^m \div 6^m$, продолжительностью от нескольких месяцев до нескольких лет или десятилетий.
(2) Падение эффективной температуры с увеличением длины волны.
(3) Оптические спектры сверхгигантов F или G и ИК-спектры сверхгигантов K или M.
(4) В спокойном состоянии линии металлов (Na, Ca, K, Fe, Ti и Si) находятся в поглощении, а во время вспышки — в эмиссии.
(5) Широкие смещенные в синюю сторону линии поглощения и профили P Cygni указывают на сильные и переменные ветра со скоростями $100 \div 400$ км/с.
(6) Признаки высокого темпа аккреции вещества $\sim 10^{-7} \div 10^{-4}$ $M_\odot$/год.
(7) Значительное поглощение в линии Li на 6707 Å.
(8) Спектры высокого разрешения показывают уменьшение ширины линии с увеличением длины волны.

Согласно современным представлениям, высокий темп аккреции приводит к огромному увеличению яркости внутреннего диска. Излучение диска преобладает над звездным, а магнитосфера, вероятно, полностью раздавлена повышенным давлением плазмы диска. В этой картине линии поглощения формируются в диске, который нагревается от средней плоскости и имеет более холодную «атмосферу». Более длинные волны отслеживают более холодные, более отдаленные, более медленно вращающиеся области диска, что приводит к зависящему от длины волны кеплеровскому уширению линий. Таким образом, особенности поведения CTTS, EXors и FUors можно объяснить различными уровнями (темпами) аккреции: обычной магнитосферной аккрецией в случае CTTS, вспышечной аккрецией в случае EXors и усиленной аккрецией в случае FUors [40].

8. Переменная околозвездная экстинкция в случае UXors

Семейство UXors включает как маломассивные CTTS, так и звезды средней массы типа HAeBeS. Звезды типа UXors демонстрируют фотополяриметрическую переменность с глубокими спорадическими ослаблениями блеска до $\sim 2^m \div 3^m$ и продолжительностью от нескольких дней до месяцев. Такие ослабления блеска обычно сопровождаются ростом степени линейной поляризации до $\sim 5 \div 8\%$. Избирательное поглощение приводит к изменению цвета звезды во время затмения. Когда звезда слабеет, она обычно сначала краснеет, а затем в глубоком минимуме становится синей. Редко наблюдаются необычные слишком глубокие затмения с высокой степенью поляризации. Иногда позиционный угол (PA) линейной поляризации также может меняться во время затмения. Это может быть объяснено возросшим вкладом межзвездной поляризации с другим PA по сравнению с собственной поляризацией. Гринин предложил модель затмения, в ко-

торой газопылевые облака, затеняющие звезду, предполагаются достаточно компактными и не оказывают существенного влияния на рассеянный свет околозвездного диска. Следовательно, параметры поляризации рассеянного излучения диска во время затмения не изменяются [18]. Таким образом, фотополяриметрические изменения объясняются увеличением вклада поляризованного излучения диска в общую светимость системы, в то время как звезда затмевается газопылевым облаком. Газопылевое облако может быть некоторой структурой как в атмосфере диска, так и в дисковом ветре. Многие из этих выводов были получены в результате многолетнего интенсивного мониторинга фото-поляриметрической активности этих звезд, выполнявшегося одновременно в КрАО и на горе Санглок в Таджикистане [19, 42, 43].

Современные модели запыленного ветра хорошо объясняют избыточное излучение в ближнем ИК-диапазоне даже в случае ярких звезд типа HAeBeS, таких как AB Aur. В частности, расчеты показывают, что центробежный запыленный дисковый ветер возникает на расстояниях $\sim 1 \div 2 r_{\rm sub}$ пыли. Пылинки имеют средний размер $\sim$1 мкм, температура сублимации $\sim$1500 K и темп оттока вещества в ветре $\sim 7 \times 10^{-8}$ $M_\odot$/год [44]. Шульман и Гринин рассмотрели случай затмения звезды крупномасштабным азимутально протяженным возмущением в диске и показали, что затмение может быть значительно глубже и показывать еще большую степень линейной поляризации. При увеличении скорости истечения вещества диска амплитуда затмений уменьшается, изменения степени линейной поляризации становятся сложными, и ожидаются значительные изменения показателей цвета [45].

Среди МЗО малых и промежуточных масс встречаются объекты, которые демонстрируют поведение, характерное для UXors, но с тем отличием, что ослабления блеска у них более продолжительные, от нескольких до десятков лет. Например, в случае V1184 Tau ослабление блеска продолжалось $7 \div 8$ лет [46], а в случае CQ Tau — более 50 лет [47]. Подобное многолетнее ослабление блеска недавно продемонстрировала AA Tau, о чем пойдет речь в следующем разделе.

9. Долговременное и глубокое ослабление блеска AA Tau

В начале 2011 г. блеск AA Tau внезапно резко уменьшился на $\sim 2^{\rm m}$, а позднее еще больше, на $4^{\rm m}$ в полосе V. В этом слабом состоянии звезда находится уже 14 лет (рис. 5). До начала этого ослабления AA Tau демонстрировала признаки магнитосферной аккреции и послужила прототипом дипперов, см. раздел 3. Теперь она демонстрирует другое довольно редкое фотометрическое поведение, которое ждет своего объяснения. Мы предприняли спектральные и фотометрические наблюдения этой звезды в оптическом и ИК-диапазонах, полученные во время ослабления блеска [48]. Анализ данных показал, что поглощение в оптическом диапазоне составило $2 \div 3^{\rm m}$, в то время как в ИК-диапазоне — $3 \div 4^{\rm m}$. Таким образом, система звезда-диск стала более синей в оптическом диапазоне, что типично для переменных типа UXors, чьи изменения обусловлены затмениями околозвездной пылью. В целом это говорит о том, что по мере поглощения звездных фотонов пылевым диском на луче зрения рассеянный свет вносит значительный вклад и даже доминирует в оптическом потоке системы при минимальной яркости. Профили бальмеровских линий также существенно изменились, исчез центральный абсорбционный компонент, регулярно наблюдаемый в ярком состоянии.

Гринин и Демидова показали, что такие затмения могут быть вызваны падением на протопланетный диск газопылевых облаков из остатков протозвездного облака. Возмущение в диске, вызванное падением облака, приводит к всплеску аккреционной активности звезды и, как следствие, к усилению дискового ветра. Если околозвездный диск наклонен под небольшим углом к лучу зрения, то пыль, поднятая ветром с поверхности диска, будет вызвать сильное уменьшение блеска звезды, которое может продолжаться десятилетиями [49].

Лумис с коллегами выполнили наблюдения пылевой эмиссии на 0.87 и 1.3 мм в окрестностях AA Tau с помощью ALMA и определили наклон внешнего многокольцевого диска $\sim 59^\circ$, который не может явным образом затмевать звезду. Но они обнаружили искривление диска или внутренний радиальный поток газа, который может приводить к длительному ослаблению блеска AA Tau [50]. Григорьев и Демидова выполнили трехмерные газодинамические расчеты с учетом вязкости и теплопроводности при помощи пакета PLUTO и показали, что свободное падение струи газа на протопланетный диск может привести к образованию наклонного внутреннего диска. При этом, падение блеска может достигать $\sim 5^{\rm m}$ с учетом рассеянного света, причем подобное уменьшение яркости может длиться несколько десятков лет. Кроме того, резкое увеличение темпа аккреции на два порядка потенциально может вызвать фуороподобную вспышку. Поведение звезд типа UXors и глубокие продолжительные ослабления блеска AA Tau свидетельствуют о существенной роли запыленных ветров, о которых пойдет речь в следующем разделе.

10. Различные типы ветров

В настоящее время известно несколько типов ветров.

(1) Звездный ветер, питаемый аккрецией (скорость истечений несколько сотен км/с), является источником глубокого и широкого поглощения с синим смещением в линиях He I и C II [51].

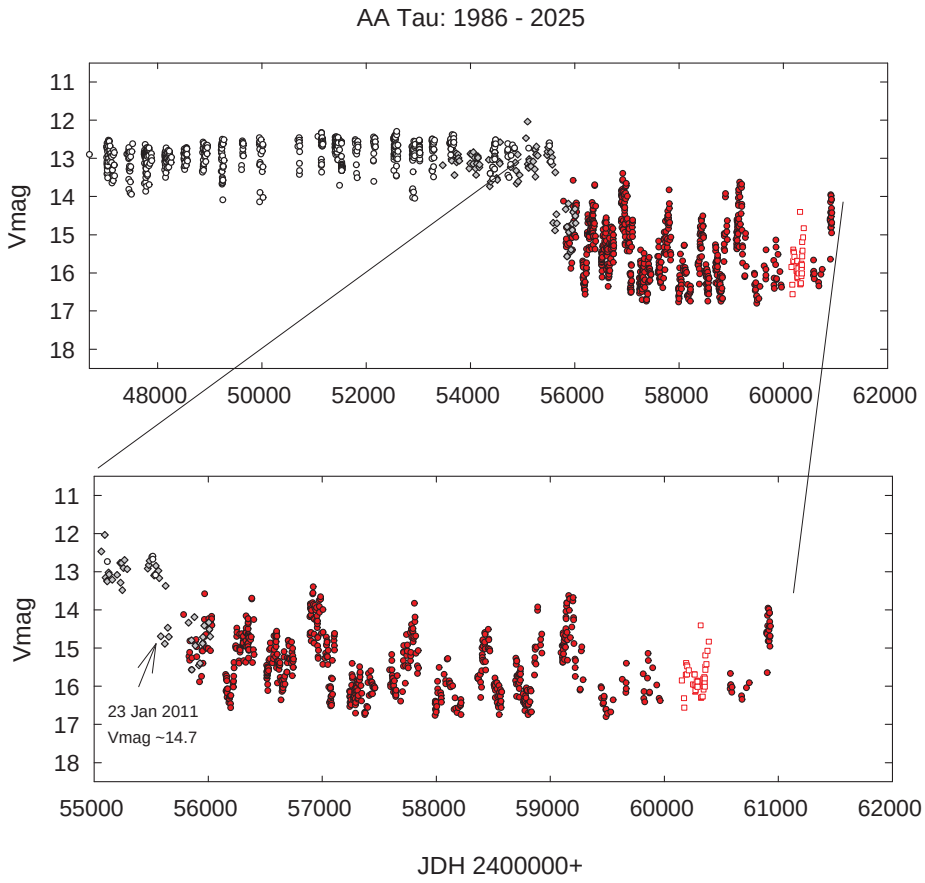


Рис. 5: Сводная кривая блеска AA Tau по данным обсерватории Майданак (белые кружки), CRTS (серые ромбы), КрАО (красные кружки) и AAVSO (красные незаполненные квадраты). Отмечено начало длительного ослабления блеска (23.01.2011 г.).

(2) Конический ветер на радиусе коротации ∼0.1 а. е. (≥100 км/с) с углом полураскрытия ∼ 45°, запускаемый МГД-процессами [52, 53].

(3) X-ветер вблизи радиуса коротации ∼0.1 а. е. (∼150 км/с), запускаемый центробежным ускорением [54].

(4) Дисковый низкоскоростной ветер в пределах ∼0.5 а. е. (несколько десятков км/с), создающий вложенную «луковичную» кинематическую структуру, источник узкого смещенного в синюю сторону поглощения в He I и C II [55].

(5) Тепловой фотоиспарительный ветер, который способствует быстрому рассеиванию протопланетного диска в пределах $\sim 1 \div 12$ а. е. за несколько миллионов лет [56].

В частности, моделирования запыленных фотоиспарительных ветров показали, что рентгеновские ветра (XEUV) способны увлекать зерна пыли размером до $a_0 < 11$ мкм; это больше, чем максимальный размер зерен, увлекаемых только УФ-ветрами (EUV). Пылинки размером ∼1 мкм выдуваются из внутренних областей протопланетного диска в масштабе времени $10^2 \div 10^3$ лет. Более мелкие пылинки могут быть подняты ветром выше, при этом максимальная высота при заданном радиусе уменьшается с размером частицы.

Франц с коллегами находят скорость потери массы пыли $\dot{M}_{\rm dust} < 4.1 \times 10^{-11} M_\odot$/год для оптимистичной оценки плотности пыли в ветре (по сравнению с $\dot{M}_{\rm gas} \sim 3.7 \times 10^{-8} M_\odot$/год) [57]. Синтезированные изображения в рассеянном свете показывают отчетливую структуру конуса (или кратера вулкана), появляющуюся при интенсивностях $I/I_{\rm max} < 10^{-4.5}$ для $\lambda_{\rm obs} = 1.6$ мкм, в то время как особенности на изображениях в поляризованном свете еще слабее. Авторы делают вывод, что однозначное обнаружение фотоиспарительных XEUV-ветров, запущенных из первичных дисков, затруднительно с помощью современных приборов, таких как NIRCam на JWST. Этот вывод дает возможное объяснение того, почему дисковые ветра обычно не обнаруживаются в рассеянном или поляризованном свете [58].

Следует отметить, что фотоиспарительные XEUV-ветра уносят самые крупные частицы размером ∼10 мкм из области диска R ∼20 а. е. При этом обычные EUV-ветра уносят наиболее эффективно пыль размером ∼4 мкм из более отдаленных мест R ∼40 AU [59]. Напротив, МГД-ветра поднимают более крупные частицы ($>$ 12 мкм) из областей очень близких к звезде $R \ll 3$ а. е. [60]. В частности, была изучена динамика пылевых частиц в протопланетных дисковых ветрах, возникающих из-за турбулентности, которая обусловлена

процессами магниторотационной неустойчивости (MRI). Расчеты показали, что пылевые частицы промежуточного размера могут как бы парить (зависать) на расстоянии примерно 4 масштабных высоты от средней плоскости диска. При этом, более мелкие пылинки парят на больших радиальных расстояниях. Частицы пыли с меньшими размерами, чем у парящих, хорошо связаны с основным потоком газа и продолжают вытекать из области моделирования, в то время как более крупные пылинки остаются в диске. Этот механизм избирательно рассеивает мелкие пылинки изнутри наружу и оставляет крупные пылинки в протопланетных дисках.

Наличие запыленных ветров у CTTS регистрируется с помощью коронографической поляриметрии в ближнем ИК-диапазоне, позволяющей получать изображение рассеянного света в околозвездной среде. Например, коронографическая поляриметрия ближайших окрестностей RY Tau показала, что наблюдаемое распределение поляризованного излучения имеет форму бабочки (рис. 1 из [61]). Этот результат подтверждает, что рассеянный свет в ближнем ИК-диапазоне связан с оптически тонким и геометрически толстым слоем над диском. Такое явление можно объяснить пылевыми частицами, поднимаемыми дисковым ветром.

11. Свидетельства наличия запыленного ветра у RY Tau и SU Aur

Мы проанализировали спектральную и фотометрическую переменность RY Tau и SU Aur с 2013 по 2022 г. и показали, что для SU Aur поток излучения в линии H_α на лучевой скорости $RV = -50 \pm 7$ км/с меняется с периодом $P = 255 \pm 5$ дней. Похожий эффект был ранее обнаружен нами у звезды RY Tau и подтвержден новыми данными: $P = 21.6$ дня при $RV = -95 \pm 5$ км/с. В обоих случаях, лучевая скорость этих изменений, их период и масса звезды оказываются связанными законом Кеплера. Такая связь предполагает существование устойчивой неоднородности в протопланетном диске на радиусе $\sim$0.2 а. е. у RY Tau и $\sim$0.9 а. е. у SU Aur. Обе звезды имеют большой наклон диска к лучу зрения — так, что луч зрения проходит через область дискового ветра. Мы делаем вывод о том, что в дисковом ветре существует азимутальная асимметрия, предположительно в виде струй плотности, вызванная неоднородностями в протопланетном диске. Эти струи плотности не могут диссипировать, пока не выйдут за пределы альфвеновской поверхности в магнитном поле диска. Таким образом, дисковый ветер содержит информацию о структуре протопланетного диска. Это открывает принципиально новую возможность исследования структуры протопланетных дисков на пространственных масштабах менее 1 а. е. [62].

12. Осесимметричная пылевая структура у RW Aur

Анализ сводной кривой блеска RW Aur позволил выделить несколько глубоких (до $5^{\rm m}$) и длительных ослаблений блеска. Степень поляризации звезды RW Aur A в этот период достигла $p = 30\%$ в полосе I. Как и в случае UXors, наблюдался так называемый «эффект посинения» на диаграммах цвет-величина и сильная антикорреляция между p и яркостью. Это подтверждает гипотезу о том, что нерегулярные затмения RW Aur A вызваны околозвездной пылью. С другой стороны, RW Aur A показывает гораздо бóльшую продолжительность и амплитуду затмений, и гораздо бóльшую поляризацию, чем типичные UXors. Тот факт, что позиционный угол (PA) совпадает с PA большой оси проекции диска на небо с точностью $3 \div 5^\circ$, позволяет сделать следующие выводы о среде рассеивания.

(1) Такая ориентация поляризации возможна в том случае, если большие оси околозвездных пылинок вытянуты в направлении оси вращения диска.

(2) Высокая степень выравнивания между диском и PA требует осевой симметрии для общего расположения околозвездной пыли.

(3) Переменность яркости связана с изменениями оптической толщины не в азимутальном направлении, а вдоль оси вращения диска.

(4) Стабильность PA свидетельствует об относительной устойчивости этой симметричной пылевой околозвездной среды.

Таким образом, ослабления блеска RW Aur A происходят из-за затмений звезды и внутренних областей ее диска осесимметричной пылевой структурой, расположенной над диском и созданной дисковым ветром [63].

13. Заключение

В настоящем обзоре показано, что все многообразие фотометрического, спектрального и поляриметрического поведения различных типов молодых звезд (WTTS, CTTS, HAeBeS, FUors, UXors, дипперов и др.) обусловлено звездной активностью, аккрецией вещества протопланетного диска на звезду и переменной околозвездной экстинкцией. Очевидно, что все эти механизмы действуют одновременно и в каждом конкретном случае вклад их различен. Этим и определяется разнообразие свойств и особенностей каждой конкретной молодой звезды.

Список литературы

1. E. Furlan, L. Hartmann, N. Calvet, P. D'Alessio, et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **165**, 568, 2006.
2. F. Long, P. Pinilla, G. J. Herczeg, D. Harsono, et al., *Astrophys. J.*, **869**, 17, 2018.
3. K. N. Grankin, J. Bouvier, W. Herbst, and S. Y. Melnikov, *Astron. and Astrophys.*, **479**, 827, 2008.
4. M. Siwak, S. M. Rucinski, J. M. Matthews, C. Cameron, et al., in K. Zwintz and E. Poretti, eds., *Second BRITE-Constellation Science Conference: Small Satellites - Big Science*, **5**, 214 (2017).
5. A. M. Cody, J. Tayar, L. A. Hillenbrand, J. M. Matthews, and T. Kallinger, *Astron. J.*, **145**, 79, 2013.
6. B. Stelzer, M. Fernández, V. M. Costa, J. F. Gameiro, et al., *Astron. and Astrophys.*, **411**, 517, 2003.
7. M. Fernández, B. Stelzer, A. Henden, K. Grankin, et al., *Astron. and Astrophys.*, **427**, 263, 2004.
8. S. H. P. Alencar, J. Bouvier, J. F. Donati, E. Alecian, et al., *Astron. and Astrophys.*, **620**, A195, 2018.
9. M. V. Mekkaden, S. Pukalenthi, S. Muneer, and A. B. Bastian, *Bulletin of the Astronomical Society of India*, **33**, 433, 2005.
10. A. Frasca, K. Biazzo, Z. Kővári, E. Marilli, and Ö. Çakırlı, *Astron. and Astrophys.*, **518**, A48, 2010.
11. S. W. Stahler and F. Palla, *The Formation of Stars* (2004).
12. W. Fischer, J. Kwan, S. Edwards, and L. Hillenbrand, *Astrophys. J.*, **687**, 1117, 2008.
13. J. Bouvier, A. Sousa, K. Pouilly, J. M. Almenara, et al., *Astron. and Astrophys.*, **672**, A5, 2023.
14. S. Dutta, C.-F. Lee, D. Johnstone, J.-E. Lee, et al., *Astron. J.*, **167**, 72, 2024.
15. C. P. Johnstone, M. Jardine, S. G. Gregory, J. F. Donati, and G. Hussain, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **437**, 3202, 2014.
16. W. Herbst and V. S. Shevchenko, *Astron. J.*, **118**, 1043, 1999.
17. K. N. Grankin, S. Y. Melnikov, J. Bouvier, W. Herbst, and V. S. Shevchenko, *Astron. and Astrophys.*, **461**, 183, 2007.
18. V. P. Grinin, *Soviet Astronomy Letters*, **14**, 27, 1988.
19. V. P. Grinin, N. N. Kiselev, N. K. Minikulov, G. P. Chernova, and N. V. Voshchinnikov, *Astrophys. and Space Sci.*, **186**, 283, 1991.
20. J. Bouvier, S. H. P. Alencar, T. Boutelier, C. Dougados, et al., *Astron. and Astrophys.*, **463**, 1017, 2007.
21. S. H. P. Alencar, P. S. Teixeira, M. M. Guimarães, P. T. McGinnis, et al., *Astron. and Astrophys.*, **519**, A88, 2010.
22. J. Bouvier, K. N. Grankin, S. H. P. Alencar, C. Dougados, et al., *Astron. and Astrophys.*, **409**, 169, 2003.
23. F. Ménard, J. Bouvier, C. Dougados, S. Y. Mel'nikov, and K. N. Grankin, *Astron. and Astrophys.*, **409**, 163, 2003.
24. N. Grosso, J. Bouvier, T. Montmerle, M. Fernández, K. Grankin, and M. R. Zapatero Osorio, *Astron. and Astrophys.*, **475**, 607, 2007.
25. M. M. Romanova, G. V. Ustyugova, A. V. Koldoba, and R. V. E. Lovelace, *Astrophys. J.*, **610**, 920, 2004.
26. M. Morales-Calderón, J. R. Stauffer, L. A. Hillenbrand, R. Gutermuth, et al., *Astrophys. J.*, **733**, 50, 2011.
27. M. M. Romanova and S. P. Owocki, *Space Science Reviews*, **191**, 339, 2015.
28. J.-F. Donati, D. Kouach, M. Lacombe, S. Baratchart, et al., in H. J. Deeg and J. A. Belmonte, eds., *Handbook of Exoplanets*, 107 (2018).
29. K. Grankin, *Acta Astrophysica Taurica*, **2**, 9, 2021.
30. J. F. Donati, M. M. Jardine, S. G. Gregory, P. Petit, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **386**, 1234, 2008.
31. J. F. Donati, J. Bouvier, F. M. Walter, S. G. Gregory, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **412**, 2454, 2011.
32. M. Long, M. M. Romanova, and R. V. E. Lovelace, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **374**, 436, 2007.
33. M. Long, M. M. Romanova, and F. K. Lamb, *New Astronomy*, **17**, 232, 2012.
34. A. M. Cody, L. A. Hillenbrand, and L. M. Rebull, *Astron. J.*, **163**, 212, 2022.
35. A. M. Cody, J. Stauffer, A. Baglin, G. Micela, et al., *Astron. J.*, **147**, 82, 2014.
36. K. N. Grankin and S. A. Artemenko, *Information Bulletin on Variable Stars*, **5905**, 1, 2009.
37. M. Benisty, F. Malbet, C. Dougados, A. Natta, et al., *Astron. and Astrophys.*, **517**, L3, 2010.
38. F. Malbet, M. Benisty, C. Dougados, A. Natta, et al., in W. C. Danchi, F. Delplancke, and J. K. Rajagopal, eds., *Optical and Infrared Interferometry II*, **7734**, 773427 (2010).
39. A. Sicilia-Aguilar, J. Bouvier, C. Dougados, K. Grankin, and J. F. Donati, *Astron. and Astrophys.*, **643**, A29, 2020.
40. W. J. Fischer, L. A. Hillenbrand, G. J. Herczeg, D. Johnstone, A. Kospal, and M. M. Dunham, in S. Inutsuka, Y. Aikawa, T. Muto, K. Tomida, and M. Tamura, eds., *Protostars and Planets VII*, **534**, 355 (2023).
41. Z. M. Szabó, Á. Kóspál, P. Ábrahám, S. Park, et al., *Astrophys. J.*, **936**, 64, 2022.
42. A. N. Rostopchina, V. P. Grinin, A. Okazaki, P. S. The, S. Kikuchi, D. N. Shakhovskoy, and N. K. Minikhulov, *Astron. and Astrophys.*, **327**, 145, 1997.
43. D. N. Shakhovskoi, A. N. Rostopchina, V. P. Grinin, and N. K. Minikulov, *Astronomy Reports*, **47**, 301, 2003.
44. A. Bans and A. Königl, *Astrophys. J.*, **758**, 100, 2012.
45. S. G. Shulman and V. P. Grinin, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **512**, 3098, 2022.
46. E. H. Semkov, S. P. Peneva, and S. I. Ibryamov, *Astron. and Astrophys.*, **582**, A113, 2015.
47. V. P. Grinin, L. V. Tambovtseva, O. Y. Barsunova, and D. N. Shakhovskoy, *Astrophysics*, **66**, 235, 2023.
48. J. Bouvier, K. Grankin, L. E. Ellerbroek, H. Bouy, and D. Barrado, *Astron. and Astrophys.*, **557**, A77, 2013.
49. V. P. Grinin and T. V. Demidova, *Astronomy Letters*, **50**, 194, 2024.
50. R. A. Loomis, K. I. Öberg, S. M. Andrews, and M. A. MacGregor, *Astrophys. J.*, **840**, 23, 2017.
51. S. Matt and R. E. Pudritz, *Astrophys. J. Lett.*, **632**, L135, 2005.
52. M. M. Romanova, G. V. Ustyugova, A. V. Koldoba, and R. V. E. Lovelace, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **399**, 1802, 2009.
53. R. V. E. Lovelace, H. L. Berk, and J. Contopoulos, *Astrophys. J.*, **379**, 696, 1991.

54. F. Shu, J. Najita, E. Ostriker, F. Wilkin, S. Ruden, and S. Lizano, *Astrophys. J.*, **429**, 781, 1994.
55. S. Cabrit, J. Ferreira, and A. C. Raga, *Astron. and Astrophys.*, **343**, L61, 1999.
56. D. Hollenbach, D. Johnstone, S. Lizano, and F. Shu, *Astrophys. J.*, **428**, 654, 1994.
57. R. Franz, G. Picogna, B. Ercolano, and T. Birnstiel, *Astron. and Astrophys.*, **635**, A53, 2020.
58. R. Franz, B. Ercolano, S. Casassus, G. Picogna, T. Birnstiel, S. Pérez, C. Rab, and A. Sharma, *Astron. and Astrophys.*, **657**, A69, 2022.
59. M. A. Hutchison, G. Laibe, and S. T. Maddison, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **463**, 2725, 2016.
60. T. Miyake, T. K. Suzuki, and S.-i. Inutsuka, *Astrophys. J.*, **821**, 3, 2016.
61. M. Takami, J. L. Karr, J. Hashimoto, H. Kim, et al., *Astrophys. J.*, **772**, 145, 2013.
62. P. P. Petrov, K. N. Grankin, E. V. Babina, S. A. Artemenko, M. M. Romanova, S. Y. Gorda, A. A. Djupvik, and J. F. Gameiro, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **524**, 5944, 2023.
63. A. Dodin, K. Grankin, S. Lamzin, A. Nadjip, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **482**, 5524, 2019.

Фотометрическая переменность звезды-аналога γ Cas EM*AS 14

Гришина Т.С., Ларионова Е.Г., Васильев А.А., Морозова Д.А., Савченко С.С., Шишкина Е.В., Новикова П.А., Троицкий И.С.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Благодаря наблюдавшейся эмиссии в линии H_α [1] переменную звезду EM*AS 14 относят к классу Be звезд. Присутствие в ее спектре жесткого рентгеновского излучения (2.0–10.0 кэВ) побуждает исследовать ее как кандидата в массивные рентгеновские двойные системы [2]. При этом, уровень рентгеновской светимости $L_X \sim 10^{32}$ эрг/сек помещает EM*AS 14 среди немногочисленных звезд-аналогов γ Cas [3]. Природа жесткого рентгеновского излучения EM*AS 14 пока точно не установлена. Мы представляем результаты оптического мониторинга EM*AS 14, проведенного нами на телескопе СПбГУ LX-200 в фильтрах BVRcIc с августа 2024 г. по август 2025 г.

Поступила в редакцию 20.10.2025 г. Принята в печать 01.12.2025 г.

Ключевые слова: аналоги γ Cas, переменные звезды, наблюдения

Photometric variability of an analog star γ Cas EM*AS 14

Grishina T.S, Larionova E.G., Vasilyev A.A., Morozova D.A., Savchenko S.S., Shishkina E.V., Novikova P.A., Troitskiy I.S.

Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia

Due to the observed emission in the H_α line [1], the variable star EM*AS 14 is classified as a Be star. The presence of hard X-ray radiation (2.0–10.0 keV) in its spectrum suggests that it may be a candidate for a massive X-ray binary system [2]. At the same time, the level of X-ray luminosity $L_X \sim 10^{32}$ erg/sec places EM*AS 14 among the few γ Cas analogues [3]. The nature of the hard X-ray emission from EM*AS 14 has not yet been determined. We present the results of optical monitoring of EM*AS 14 conducted by us at the St. Petersburg State University LX-200 telescope (main mirror diameter of 0.4 m) in BVRcIc filters from August 2024 to August 2025.

Received 20.10.2025. Accepted 01.12.2025.

Keywords: analogues of γ Cas, variable stars, observations

DOI: 10.51194/INASAN.2026.11.1.010

1. Введение

Звезды-аналоги γ Cas принадлежат подклассу Be звезд, рентгеновский спектр которых имеет аномальную особенность: в нем присутствует жесткий рентген, а тепловой компонент рентгеновского спектра, наблюдаемый в мягком рентгеновском диапазоне, имеет слишком высокий уровень излучения. В настоящее время известно около 30 звезд-аналогов γ Cas и кандидатов. В отличие от массивных рентгеновских двойных систем, наблюдающихся как в нашей Галактике, так и в соседних галактиках, рентгеновская светимость звезд-аналогов γ Cas не позволяет наблюдать их на больших галактических расстояниях. Все известные в настоящее время аналоги γ Cas и кандидаты удалены от Солнца на расстояние менее 5 кпк. Общее число таких объектов в Галактике оценивается $\sim$ 5000. Насколько сейчас известно, по наблюдательным проявлениям аналоги γ Cas отличаются от классических Be звезд только теми особенностями, которые они демонстрируют в рентгеновском диапазоне. В других диапазонах спектра специфических свойств этого подкласса Be звезд пока обнаружено не было. Отметим, что в настоящее время не все объекты, входящие в эту группу звезд, изучены достаточно хорошо, особенно это касается звезд, имеющих видимую звездную величину слабее 11^m в фотометрической полосе R. В данной работе мы представляем фотометрические данные, полученные нами в 2024–2025 гг. для звезды-аналога γ Cas EM*AS 14 (TYC 3681-695-1).

2. Наблюдения

Наблюдательные данные получены нами на телескопе СПбГУ LX-200 (диаметр главного зеркала 0.4 м), оснащенном ПЗС-камерой FLI MicroLine ML471 и оптическими фильтрами B, V, Rc, Ic. Фотометрическая система близка к системе Джонсона-Казинса. Стандартным образом учитывались *bias*, *darks* и плоские поля. В каждой фотометрической полосе записывалась серия кадров, которые затем суммировались для достижения отношения сигнал-шум, достаточного для оценок звездных величин с точностью 0.03^m в полосах B, V и 0.02^m в полосах Rc, Ic.

Для измерения блеска объекта применялся метод дифференциальной фотометрии. В качестве звезд сравнения использовались звезды, присутствующие на кадре вместе с объектом, имеющие уровень блеска, постоянный в пределах 0.02^m.

3. Фотометрическая переменность

На рис. 1 представлены кривые блеска EM*AS 14 в полосах B, V, Rc, Ic, построенные по всему массиву полученных нами наблюдательных данных, исправленные за межзвездное покраснение (левая панель). На «спокойный» уровень блеска объекта накладывается вспышечная активность, наблюдаемая во всех четырех фотометрических полосах. На правой панели рис. 1 представлены кривые блеска, из которых исключены данные, соответствующие вспышкам. Точки, отвечающие минимальным уровням блеска, наблюдавшимся между вспышками, аппроксимированы прямыми. В полосах V, Rc, Ic наблюдается линейное возрастание блеска, сильнее выраженное в длинноволновой области. Отметим, что в коротковолновой области возрастание «спокойного» уровня блеска не наблюдается.

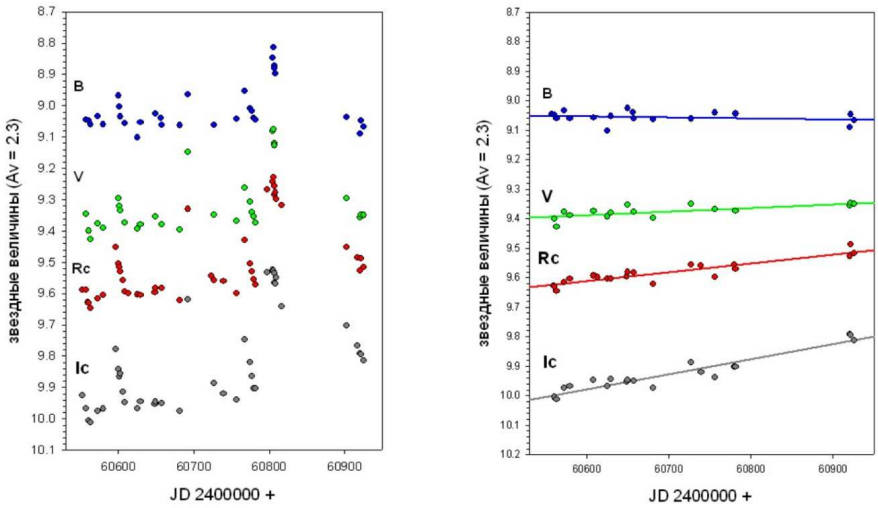


Рис. 1: Кривые блеска EM*AS 14 в фотометрических полосах B, V, Rc, Ic, исправленные за межзвездное покраснение (левая панель); кривые блеска, из которых исключены вспышки (правая панель).

4. Заключение

Проведенный нами мониторинг показал, что EM*AS 14 демонстрирует переменность блеска, подобную той, которая наблюдается у классических Be звезд. Амплитуда преимущественно вспышечной переменности блеска в исследуемый период: $B \sim 0.30^{\rm m}$; $V \sim 0.35^{\rm m}$; $Rc \sim 0.40^{\rm m}$; $Ic \sim 0.50^{\rm m}$. Вспышечная активность в полосах BVRcIc накладывается на медленное повышение уровня «спокойного» блеска в полосах VRcIc. Отметим, что уровень «спокойного» блеска в оптике монотонно повышался в течение всего фотометрического мониторинга. Для исследования EM*AS 14, а также других звезд-аналогов γ Cas, очень желательно проведение спектроскопических наблюдений вместе с синхронными многоволновыми фотометрическими наблюдениями, как в оптической области (UBVRI), так и в ИК-диапазоне спектра, а также их дальнейший совместный анализ с рентгеновскими данными, получаемыми космическими обсерваториями. Наблюдавшиеся нами изменения блеска EM*AS 14 мы предположительно связываем с динамическими процессами, происходящими в оболочке Be звезды.

Список литературы

1. L. Kohoutek and R. Wehmeyer, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, **134**, 255, 1999.
2. A. Nebot Gomez-Moran, C. Motch, et al., *Astron. and Astrophys.*, **553**, A12, 2013.
3. Y. Naze, C. Motch, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **493**, 2511, 2020.

О новой подгруппе Ae/Be звезд Хербига

Гусейнова Ф.С.[1], Валиев У.С.[1], Исмаилов Н.З.[2], Мамедов Р.Т.[1]

[1] *Батабатская астрофизическая обсерватория, Нахчыванский государственный университет, Нахчыван, Азербайджан*
[2] *Туси-Шамахинская астрофизическая обсерватория Министерства науки и образования Азербайджана, Шемахы, Азербайджан*

В данной работе представлены результаты исследования распределения спектральной энергии (РСЭ) выбранных звезд Хербига AeBe (HAeBeS) в спектральном диапазоне 0.36 – 100 мкм. Было показано, что только у 8 из звезд наблюдалось слабое остаточное ИК-излучение, которое проявляется только в диапазоне длин волн с $\lambda \geq 10$ мкм. Мы назвали эту подгруппу «Слабыми звездами Хербига AeBe» (WHAeBeS). Были определены физические параметры всех изученных звезд. Показано, что РСЭ выбранной подгруппы WHAeBeS относится к классу III. Несмотря на молодость этих звезд, причина относительно быстрого рассеяния вещества околозвездного диска для выбранных звезд WHAeBeS остается неясной.

Поступила в редакцию 20.10.2025 г. Принята в печать 01.12.2025 г.

Ключевые слова: звезды до главной последовательности, околозвездные диски, процессы формирования планет

On a new subgroup of Ae/Be Herbig stars

Huseynova F.S.[1], Valiyev U.S.[1], Ismailov N.Z.[2], Mammadov R.T.[1]

[1] *Batabat Astrophysical Observatory, Nakhchivan State University, Nakhchivan, Azerbaijan*
[2] *Tusi Shamakhy Astrophysical Observatory of Science and Education Ministry of Azerbaijan, Shamakhy, Azerbaijan*

This paper presents the results of a study of the spectral energy distribution (SED) of selected Herbig AeBe stars (HAeBeS) in the spectral range of $0.36 - 100\,\mu$m. It was shown that only 8 of stars exhibited a weak residual IR emission, which is observed only in the wavelength range with $\lambda \geq 10\,\mu$m. We called this subgroup "Weak Herbig AeBe stars" (WHAeBeS). Physical parameters of all studied stars were determined. It was shown that the SED of the selected subgroup of WHAeBe stars belongs to class III. Despite the youth of these stars, the reason for the relatively rapid dissipation of the circumstellar disk matter for selected WHAeBe stars is unclear.

Received 20.10.2025. Accepted 01.12.2025.

Keywords: pre-main sequence stars, circumstellar disks, planet formation processes

DOI: 10.51194/INASAN.2026.11.1.011

1. Introduction

Herbig AeBe stars (HAeBe) are young Pre-Main Sequence (MS) stars of intermediate masses ($2 - 10 M_{\odot}$) [1, 2, 3]. These stars show signs of circumstellar protoplanetary disks [4, 2] demonstrating significant excess radiation in the infrared (IR) part of the spectrum. A strong Hα emission line is observed in the spectra of individual stars, which is formed in circumstellar disks under the influence of various physical phenomena, such as accretion and stellar wind [5, 6, 7]. The observed profiles of hydrogen emission lines, and mainly the Hα line in HAeBe stars at the continuum level, extend to 500–600 km/s [2].

From an evolutionary point of view, Herbig Ae/Be stars are the progenitors of AB spectral type stars of the MS, in particular, Vega [8] and β Pic [9] type stars. The latter objects have a weak residual protoplanetary disk, clearly visible in the range $\lambda \geq 60\,\mu$m [10] which indicates the final stage of planet formation processes in such stars.

The observation of significant spectral and photometric variations in HAeBe stars indicates active dynamic processes resulting from the accretion or outflow of matter in their circumstellar disks (see, e. g., [11, 12, 13]).

In the works of [14], it was shown that in addition to the observed II and III types of SED curves, some subgroup of Weak T Tauri stars (WTTS) exhibits SED with very weak far IR excess radiation. Based on this conclusion, we can expect that there should be a similar subgroup with weak disk radiation in the far IR spectrum among the HAeBe stars. In addition, a detailed analysis of the program star list and the spectral energy distribution curves is provided [15] in the work.

2. Observational material

The list of 48 program stars and their physical parameters is given in Table 1. Our list includes known HAeBe stars from the list of [16] and [17], new HAeBe stars that became known after Gaia's observations, and that included in the [18] list. The table contains, from left to right, the name of the object, its equatorial coordinates α and δ, the distance D to the stars as determined by the Gaia DR3 archive, the interstellar reddening coefficient $A_{\rm V}$, the

Table 1: The list of program stars.

Target	α (2000)	δ (2000)	D (pc)	A_V (mag)	EW(Hα) (Å)	Sp type	$T_{\rm eff}$ (K)
HD 35929	05 27 42.79	–08 19 38.4	380	0.39	7.2	A5	7250
HD 36112	05 30 27.53	+25 19 57.0	155	0.155	16.5	A5 V	8080
BF Ori	05 37 13.26	–06 35 00.5	382	0.33	10	A6,9	7800
HD 37357	05 37 47.08	–06 42 30.2	465	0.5	9.9	A1/2V	9200
VY Mon	06 31 06.92	+10 26 04.9	800	5.68	50	B6-B7	13000
HD 259431	06 33 05.19	+10 19 19.9	653	1.26	55	B6 e	14500
HD 52721*	07 01 49.51	–11 18 03.3	444	0.868	19.6	B2 Vn	20600
HD 85567	09 50 28.54	–60 58 02.9	1047	1	42.8	B5Vne	15700
HD 97048	11 08 03.31	–77 39 17.4	184	0.87	38	B9.5 Ve	10400
HD 100546	11 33 25.44	–70 11 41.2	108	0.15	39.5	B9Vne	10700
HD 104237	12 00 05.09	–78 11 34.5	106	0.31	20	A7Ve	7800
HD 132947e*	15 04 56.06	–63 07 52.6	379	0.2976	1.6	B9V	10700
HD 141569	15 49 57.75	–03 55 16.3	111	0.29	10.4	B9.5V	10400
HD 144432	16 06 57.95	–27 43 09.7	154	0.62	11.8	A7V	7800
V856 Sco	16 08 34.29	–39 06 18.3	158	0.38	7	A7 e iii iv	7800
MWC 297	18 27 39.53	–03 49 52.1	417	8.47	594.5	B0e, O9e	31500
TY Cra	19 01 40.83	–36 52 33.8	159	1.488	19	B9, B9e	10700
HD 200775	21 01 36.92	+68 09 47.7	354	0.52	63.8	B3	17000
HD 50138	06 51 33.3	–06 57 59.4	351	0.031	81.704	B9.5 Ve A0	10000
HD 163296	17 56 21.2	–21 57 21.8	100	0	22.8	B9.5 Ve A0	10000
HD 179218	19 11 11.2	+15 47 15.6	260	0.5	13.6	B9.5 Ve A0	10000
V921 Sco	16 59 06.7	–42 42 08.4	1482	5.5	195.49	B0V	31000
MWC 300	18 29 25.6	–06 04 37.2	1786	4	126.208	B1V	26000
HD 36958	05 35 04.7	–04 43 54.6	362	0.3		B3/5V	16000
HD 36629	05 32 57.0	–04 33 59.3	429	0.775	96	B2V	20600
HD 76534	08 55 08.7	–43 27 59.8	769	1	16.84	B2	20600
HD 96042	11 03 40.5	–59 25 59.0	2798	1.5		B1V	26000
PDS 138	11 53 13.2	–62 05 20.9	10341	5		B0	31500
HD 141926	15 54 21.7	–55 19 44.3	1366	2.5		B2	20600
MWC 953	18 43 28.4	–03 46 17.0	2150	3.5		B2Ve	20600
HD 174571*	18 50 47.1	+08 42 10.0	1339	2.5		B2e	20600
HD 9672*	01 34 37.7	–15 40 34.8	57	0		A1V	9200
HD 17081*	02 44 07.3	–13 51 31.2	119	0		B8III	12500
HD 35187	05 24 01.1	+24 57 37.5	158	0.5	13.28	A2V	8840
HD 36408e*	05 32 14.1	+17 03 29.2	350	0.5	2.67	B7V	14000
V380 Ori	05 36 25.4	–06 42 57.6	378	2.5	95.49	A1V	9200
HD 38087	05 43 00.5	–02 18 45.3	377	1		B3V	17000
HD 38120	05 43 11.8	–04 59 49.8	384	0.5	45.07	B9V	10700
HD 39014*	05 44 46.3	–65 44 07.7	45	0.5		A5V	8080
HD 46060	06 30 49.8	–09 39 14.8	933	1.5		B2II	20600
HBC 217	06 40 42.1	+09 33 37.4	727	0	7.3	F9	6150
HD 50083	06 51 45.7	+05 05 03.8	1014	1	47.83	B3	17000
HD 68695	08 11 44.5	–44 05 08.7	376	0.5	16.03	A0V	9700
HD 149914*	16 38 28.6	–18 13 13.7	154	1		A0V	9700
V361 Cep	21 42 50.1	+66 06 35.1	893	2	32.598	B4	16700
HD 37258	05 36 59.2	–06 09 16.3	379	0.5	15.33	A0V	9700
BD+30 549	03 29 19.7	+31 24 57.0	287	2		A0	9700
V1295 Aql	20 03 02.5	+05 44 16.6	847	0.5	25.6	A0	9750

equivalent width of the Hα emission line EW(Hα), the spectral class of the star, the effective temperature $T_{\rm eff}$ corresponding to the spectral class, according to the data of [19].

The symbol "*" in the name of an object indicates that this star has an IR excess of radiation only in $\lambda \geq 10\,\mu$m. The "e" symbol in the name of some stars indicates that the star belongs to the selected group of stars with weak IR excess emission at $\lambda \geq 10\,\mu$m, and despite this, they show weak emission in the Hα line.

3. SED curves and its classification

To build the spectral energy distribution (SED) curves for the program stars in the wavelength range of $0.36 - 100\,\mu$m, we used broadband photometric data. The main part of the data (UBVRIJHK) was collected from the

Table 2: Obtained parameters for the program stars.

Target	Mbv (±0.02)	$L/L_\odot$ (±0.5)	$R/R_\odot$ (±0.3)	$M/M_\odot$ (±0.2)	t, Myr (±0.2)	S (±0.01)	Θ (±0.01)	SED type	α (±0.01)
HD 35929	–0.2	100.9	8.0	3.9	1.0	2.77	0.34	II	–1.371
HD 36112	2.1	11.9	2.5	1.8	6.0	4.30	0.52	II	–0.644
BF Ori	1.9	14.8	2.9	1.8	5.0	5.54	0.69	II	–0.555
HD 37357	–0.1	97.6	6.2	4.0	1.5	2.37	0.28	II	–0.296
VY Mon	–0.5	132.0	5.1	3.5	2.8	5.23	0.59	II	–0.087
HD 259431	–2.6	967.0	12.4	5.8	0.5	6.07	0.66	II	–0.277
HD 85567	–3.9	3132.5	20.7	8.0	0.3	4.48	0.48	II	–0.633
HD 97048	0.9	38.5	3.5	2.5	3.4	5.36	0.63	I	0.250
HD 100546	0.9	35.8	3.2	2.5	3.2	4.32	0.50	I	0.600
HD 104237	1.2	29.3	4.0	2.3	3.3	3.11	0.38	II	–0.465
HD 141569	1.2	27.7	2.9	2.4	3.5	2.38	0.28	II	–1.468
HD 144432	1.6	18.9	3.2	2.0	3.3	3.74	0.46	II	–0.450
V856 Sco	0.7	43.9	4.9	2.6	3.0	4.28	0.53	II	–0.736
HD 163296	1.2	29.2	3.4	2.3	3.4	4.22	0.50	II	–0.528
MWC 297	–7.2	64309.1	46.7	19.5	0.6	5.95	0.60	II	–0.677
TY Cra	1.5	20.9	2.5	2.3	4.8	6.42	0.75	I	0.757
HD 200775	–2.4	792.9	9.6	5.5	1.0	6.31	0.70	II	–0.371
HD 50138	–1.3	290.4	9.9	4.0	1.0	3.45	0.40	II	–0.043
HD 179218	–0.4	126.5	6.5	3.0	1.7	3.85	0.45	I	0.285
V921 Sco	–8.4	193061.8	82.2	20.0	0.5	2.61	0.43	I	0.554
MWC 300	–4.1	3645.5	13.5	9.0	3.2	2.81	0.45	I	1.012
HD 36958	–2.6	923.5	11.0	5.7	0.5	3.67	0.43	II	–1.192
HD 36629	–3.3	1866.0	12.2	7.0	0.5	2.13	0.23	II	–1.189
HD 76534	–5.0	8469.4	25.9	10.1	0.5	1.89	0.23	II	–0.857
PDS 138	–9.8	706521.0	154.8	20.0	0.5	3.86	0.41	I	0.684
HD 141926	–6.1	23708.4	43.4	15.0	0.5	4.04	0.42	II	–1.582
MWC 953	–6.4	31686.7	50.1	15.0	0.5	4.16	0.45	II	–1.768
HD 35187	2.1	12.2	2.3	1.4	4.0	4.42	0.52	II	–0.628
V380 Ori	0.4	61.2	4.9	2.7	3.0	4.71	0.57	II	–0.454
HD 38087	–2.2	631.9	8.6	5.0	0.7	2.42	0.26	II	–0.948
HD 38120	0.2	68.7	4.5	2.8	3.0	4.48	0.52	II	–0.151
HD 46060	–4.6	5858.2	21.5	9.5	0.1	4.13	0.48	II	–1.079
HBC 217	2.6	7.6	2.6	1.9	3.5	5.23	0.75	I	0.024
HD 50083	–5.7	16146.4	43.4	14.8	0.5	2.62	0.28	II	–1.831
HD 68695	1.3	26.9	3.1	2.4	3.7	4.76	0.56	II	–1.329
V361 Cep	–2.8	1080.7	11.4	5.8	0.5	4.95	0.52	I	0.956
HD 37258	1.0	34.8	3.5	2.5	3.5	5.13	0.61	II	–0.819
BD+30 549	0.9	36.0	3.6	2.5	3.6	4.35	0.49	I	0.529
HD 96042	–8.1	150555.1	86.6	20.0	0.5	2.43			
V1295 Aql	–2.6	981.2	18.6	6.1	0.2	3.35	0.38	II	–1.116
				WHAeBe					
HD 52721e*	–4.5	5325.6	20.5	9.0	0.4	1.97	0.21	III	–2.316
HD 132947e*	0.3	64.9	4.4	2.8	3.0	1.76	0.20	III	–2.624
HD 174571*	–6.3	28363.6	47.4	15.0	0.5	2.18	0.23	III	–2.095
HD 9672*	1.7	18.2	2.7	1.5	4.0	1.32	0.16	III	–2.488
HD 17081*	–1.9	506.6	10.4	4.2	0.9	0.74	0.09	III	–2.601
HD 36408e*	–3.2	1629.8	16.7	6.2	0.5	2.37	0.26	III	–2.066
HD 39014*	0.6	50.9	5.1	2.7	3.0	0.50	0.06	III	–2.643
HD 149914*	–0.4	127.2	6.7	3.2	1.8	1.71	0.20	III	–2.369

VizieR catalogs[1], with the list of references provided in the last column of Table 1. Photometric data in the near- and far-infrared regions were collected from the 2MASS [20], DENIS [21], WISE [22], and IRAS [23] catalogs.

For the individual stars, the interstellar extinction coefficient A_V given in the literature by different authors can differ significantly. In such cases, using the B-V color index for normal MS stars, we redefined the value of the (A_V) parameter, assuming that the normal interstellar extinction law is applicable to these stars. Typical brightness variations in HAeBe stars in the V band are $\Delta V \approx 0.1 - 0.5$ mag [24], so the expected maximum flux variation in this band can be about 35%. The maximal variation in the $K = 2.2\,\mu$m band is about $\Delta K \approx 0.3$

[1]https://vizier.cds.unistra.fr/viz-bin/VizieR

mag [25], which can introduce an error in the fluxes in this band of about 25%. The methodical part of constructing the SED curves of stars is described in detail in our work [14, 15].

According to the available parameters of the program stars, we calculated the absolute bolometric stellar magnitude Mvb, luminosity $L/L_{\odot}$, and radius $R/R_{\odot}$. All these data are given in separate columns of Table 2. In next two columns have presented the magnitude of IR excess radiation of star S and the relation of this excess radiation to full absolute flux radiation of the stellar photosphere θ [15]. Here, the S parameter is typically used in spectral energy distribution (SED) analyses, expressing the intensity of a star's infrared (IR) emission. It is usually measured in erg/s/cm^2. The parameter θ is a key indicator of IR excess radiation relative to the total radiation of the stellar photosphere. This parameter does not exceed 0.26 for stars with a very weak IR excess, observed in the wavelength range $\lambda \geq 10\,\mu$m. The α parameter is an indicator that expresses the slope of a star's spectral energy distribution (SED) curve in the infrared range. The last column also shows the types of SED curves of the program stars following [26] scheme, and their main physical parameters were determined.

As can be seen in Table 2, a group of stars stands out for which the parameter θ has a value less and around than 0.20. Such stars exhibit excess radiation in the IR part of the spectrum only starting from wavelengths of $\geq 10\,\mu$m. In the selected part of Table 2, these stars are marked with an asterisk ("*") in their names. Formally, we have identified these stars as a subgroup with weakened disks and designated them as WHAeBe ("weak") stars. Only HD 96042 showed III type SED curve, and despite this, HD 96042 indicated little larger parameter, $\theta \sim 0.26 \pm 0.1$, than other III type stars. Only three of 8 WHAeBe subgroup show weak emission in the Hα line (see Table 1). We found no information in the literature regarding the presence of Hα emission for the selected some other WHAeBe stars. Rather, this subgroup is likely an analog of the T Tauri star subgroup known as WTTS stars [27].

We also checked the general list of HAeBe stars presented in [18]. For 210 out of a total of 320 stars, these authors also presented plotted SED curves. Of these, 29 stars (14%) showed SED curves identical to those of WHAeBe stars. This percentage is close to that observed in our sample. This indicates that, at a minimum, about 14% of known AeBe stars exhibit the same residual disk emission as Vega-type stars.

4. Conclusions

Of the 48 HAeBe stars, 8 were found to have very weak IR excess disk emission. This represents approximately 16% of the sample. Of the larger sample of 210 stars, approximately 14% of the objects have weak IR excess emission. We call this subgroup of stars "WHAeBe".

We have established a criterion for classifying a HAeBe star as belonging to the WHAeBe group. This criterion is based on the ratio of the excess radiation in the IR part of the spectrum to the total radiation of the star's photosphere. The threshold value of the parameter θ for WHAeBe classification is defined by the inequality: $\theta \leq 0.20$. So, here we can list the criteria for belonging to the subgroup of WHAeBe stars:

a) these stars have a weak far IR excess radiation in the range ($\lambda \geq 10\,\mu$m);
b) they show the absence or very weak emission in the Hα line ($EW < 5$ Å);
c) for such objects is $\theta \leq 20$.

References

1. G. H. Herbig, *Astrophys. J. Suppl.*, **4**, 337, 1960.
2. U. Finkenzeller and R. Mundt, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, **55**, 109, 1984.
3. P. S. The, D. de Winter, and M. R. Perez, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, **104**, 315, 1994.
4. Y. Boehler, L. Ricci, E. Weaver, et al., *Astrophys. J.*, **853**, 162, 2018, URL `https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaa19c`.
5. S. Cabrit, S. Edwards, S. E. Strom, and K. M. Strom, *Astrophys. J.*, **354**, 687, 1990, URL `https://doi.org/10.1086/168725`.
6. J. Muzerolle, L. Hartmann, and N. Calvet, *Astron. J.*, **116**, 455, 1998, URL `https://doi.org/10.1086/300428`.
7. L. V. Tambovtseva, V. P. Grinin, and G. Weigelt, *Astron. and Astrophys.*, **562**, A104, 2014, URL `https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322712`.
8. C. Dominik, H. J. Habing, R. J. Laureijs, et al., in P. Cox and M. F. Kessler, eds., *The Universe as Seen by ISO*, **427**, 203 (1999).
9. F. Crifo, A. Vidal-Madjar, R. Lallement, R. Ferlet, and M. Gerbaldi, *Astron. and Astrophys.*, **320**, L29, 1997.
10. R. J. Sylvester, C. J. Skinner, M. J. Barlow, and V. Manning, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **279**, 915, 1996, URL `https://doi.org/10.1093/mnras/279.3.915`.
11. I. Mendigutia, A. Mora, and B. Montesinos, *Astron. and Astrophys.*, **543**, A59, 21p, 2012, URL `https://doi.org/10.1051/0004-6361/201219110`.
12. M. A. Pogodin, N. G. Beskrovnaya, and O. V. Kozlova, *Azerbaijani Astronomical Journal*, **17**, 50, 2022.
13. N. Z. Ismailov, M. A. Pogodin, A. F. Kholtygin, H. N. Adigozalzade, and U. Z. Bashirova, *Astrophysical Bulletin*, **79**, 464, 2024.
14. N. Z. Ismailov and U. S. Valiev, *Astron. Reports*, **66**, 965, 2022, URL `https://doi.org/10.1134/S1063772922100067`.

15. H. N. Adigozalzade, N. Z. Ismailov, U. S. Valiyev, et al., *Advances in Space Research*, **76**, 1854A, 2025, URL https://doi.org/10.1016/j.asr.2025.05.052.
16. M. Vioque, R. D. Oudmaijer, M. Schreiner, et al., *Astron. and Astrophys.*, **638**, A21, 2020, URL https://doi.org/10.1051/0004-6361/202037731.
17. M. Vioque, R. D. Oudmaijer, C. Wichittanakom, et al., *Astrophys. J.*, **930**, 39, 2022, URL https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac5c46.
18. J. Guzman-Diaz, I. Mendigutia, B. Montesinos, et al., *Astron. and Astrophys.*, **650**, A182, 2021, URL https://doi.org/10.1051/0004-6361/202039519.
19. M. J. Pecaut and E. E. Mamajek, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **208**, 9, 2013, URL https://doi.org/10.1088/0067-0049/208/1/9.
20. R. M. Cutri, M. F. Skrutskie, S. van Dyk, C. A. Beichman, et al., VizieR Online Data Catalog: 2MASS All-Sky Catalog of Point Sources (Cutri+ 2003), VizieR On-line Data Catalog: II/246, 2003.
21. N. Epchtein, E. Deul, S. Derriere, et al., *Astron. and Astrophys.*, **349**, 236, 1999.
22. R. M. Cutri, E. L. Wright, T. Conrow, J. W. Fowler, et al., VizieR Online Data Catalog: AllWISE Data Release (Cutri+ 2013), VizieR On-line Data Catalog: II/328, 2014.
23. M. Moshir et al., *IRAS Faint Source Catalogue, version 2.0*, 1990.
24. W. Herbst and V. S. Shevchenko, *Astron. J.*, **118**, 1043, 1999, URL https://doi.org/10.1086/300966.
25. S. J. Kenyon and L. Hartmann, *Astrophys. J. Suppl.*, **101**, 117, 1995, URL https://doi.org/10.1086/192235.
26. C. J. Lada, in *Star forming regions; Proceedings of the Symposium, Tokyo, Japan, Nov. 11–15, 1985*, **115**, 1 (1987), (A87-45601 20-90). Tokyo.
27. W. Herbst, D. K. Herbst, E. J. Grossman, and D. Weinstein, *Astron. J.*, **108**, 1906, 1994, URL https://doi.org/10.1086/117204.

Особенности вспышечной активности в системе SS 433

Ирсмамбетова Т.Р.

Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ, Москва, Россия

Микроквазар SS 433 в оптическом диапазоне спорадически демонстрирует состояния продолжительной активности (60–100 дней), сопровождающиеся повышением среднего уровня блеска и кратковременными (порядка 1 сутки) вспышками. Вспышки могут возникать в любых фазах орбитального и прецессионного циклов и даже в моменты главного минимума, что свидетельствует о том, что источник оптических вспышек не затмевается. Состояние вспышечной активности сильно деформирует кривые блеска, соответствующие спокойному состоянию. Наибольшее превышение блеска в активном состоянии приходится на прецессионные фазы T1 и T2, когда аккреционный диск виден «с ребра», а джеты расположены в картинной плоскости. Наблюдается синхронность вспышечной активности в оптическом и радиодиапазонах. Также в период активности обнаруживаются аномальные отклонения в доплеровских смещениях линий джетов (z) от предсказанной кинематической модели как в оптическом, так и в рентгеновском диапазонах. Предполагается, что причина возникновения вспышек и их локация может быть связана с возмущениями в релятивистских джетах.

Поступила в редакцию 13.10.2025 г. Принята в печать 16.12.2025 г.

Ключевые слова: SS 433, тесные двойные, вспышечная активность

Features of flare activity in the SS 433 system

Irsmambetova T.R.

Sternberg Astronomical Institute of MSU, Moscow, Russia

Microquasar SS 433 sporadically exhibits periods of prolonged activity (60–100 days) in the optical range, accompanied by increases in average brightness and short-term (approximately 1 day) flares. Flares can occur during any phase of the orbital and precessional cycles, even during the primary minimum, indicating that the source of the optical flares is not eclipsed. Flare activity significantly distorts the quiescent light curves. The greatest brightness increase in the active state occurs during precessional phases T1 and T2, when the accretion disk is visible edge-on and the jets are located in the plane of the sky. Flare activity is synchronized in the optical and radio ranges. During periods of activity, anomalous deviations in the Doppler shifts of the jet lines (z) from the predicted kinematic model are also detected in both the optical and X-ray ranges. It is assumed that the cause of the flares and their location may be associated with disturbances in relativistic jets.

Received 13.10.2025. Accepted 16.12.2025.

Keywords: SS 433, close binaries, flare activity

DOI: 10.51194/INASAN.2026.11.1.012

1. Введение

Классификационный статус SS 433 — тесная массивная рентгеновская двойная система на поздней стадии эволюции. Главные особенности объекта — это режим непрерывной сверхкритической аккреции и наличие двух узко коллимированных релятивистских струй, в направлении которых вещество выбрасывается со скоростью 79 000 км/с. Релятивистские струи по мере удаления от источника условно можно разделить на коконы HeII, рентгеновские, оптические и радио струи [1]. Благодаря этим особенностям объект причислен к семье микроквазаров. Практически все фотометрические и спектроскопические свойства SS 433 определяются аккреционным диском и его ориентацией, но сам диск не наблюдается, находясь под фотосферой ветра. Оптический поток модулируется тремя периодическими движениями — прецессией 162.5 сут, орбитальным вращением 13.08 сут и нутацией 6.28 сут SS 433 демонстрирует спокойное и активное состояния, в активном состоянии яркость увеличивается как и у других рентгеновских источников. Активное состояние является общим свойством всех звезд на рентгеновской стадии эволюции и обычно объясняется изменениями в процессе аккреции.

2. Наблюдательные факты проявления активности

Используя архивные фотометрические данные для SS 443 в полосе V (собранные в ГАИШ на основе отечественных и зарубежных публикаций), построены средние орбитальные кривые блеска отдельно для спокойного и активного состояний, результаты представлены на рис. 1. Все манипуляции с кривыми блеска проводились в шкале относительной интенсивности, за единицу интенсивности принята звездная величина 14.0 в полосе V. Фаза прецессии T3 $\psi = 0.00$ соответствует максимальному раскрытию аккреционного диска относительно наблюдателя, T1 $\psi = 0.34$ и T2 $\psi = 0.66$ — диск виден с ребра, а струи оказываются лежащими в картинной плоскости (скорости обеих струй совпадают). Хорошо известно, что вид затменной кривой блеска SS 433 зависит от фазы прецессии, поэтому кривые построены с шагом 0.1 фазы прецессионного

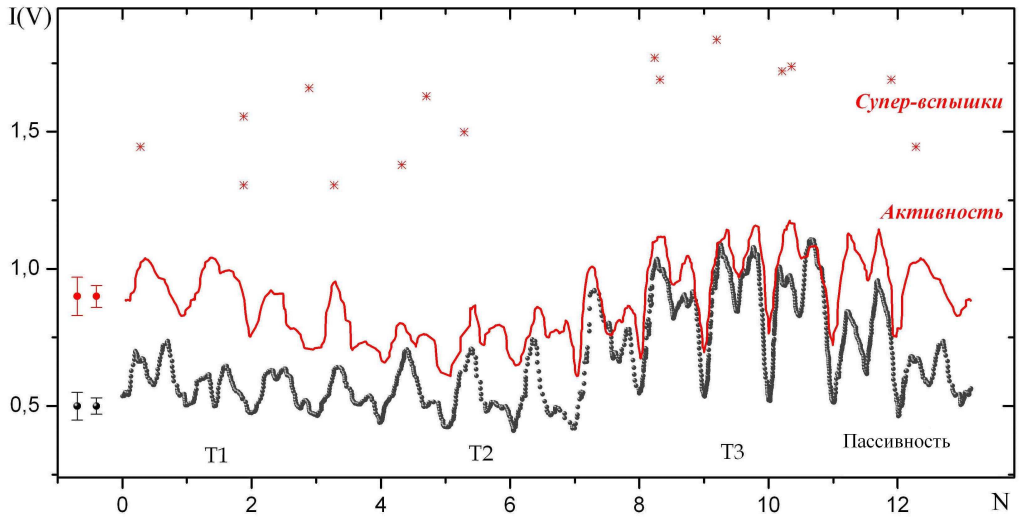


Рис. 1: Прецессионная кривая блеска SS 433 составлена из средних орбитальных кривых блеска в активном (тонкая линия) и пассивном (кружки) состояниях и представлена числом периодов орбиты. T1, T2, T3 — фазы прецессии. Звездочками обозначены самые яркие вспышки. По оси абсцисс отложены номера орбитальных периодов N.

периода. Очевидно, что средние кривые блеска в покое и активности аналогичны по форме — демонстрируют главный и вторичный минимумы, а основное различие — превышение среднего уровня блеска. Заметно, что избыток излучения в активности тоже зависит от фазы прецессии, минимальное отличие в фазе T3, максимальное в T1 и T2. В работе [2] предлагается модель, в которой оптический блеск объекта может определяться горячими газовыми коконами, окружающими внутренние рентгеновские струи. В активных состояниях размер коконов увеличивается.

В периоды активности в оптическом диапазоне на фоне повышенного блеска, как правило, происходят многочисленные кратковременные вспышки. На примере оригинальной кривой блеска SS 433 [3] в состоянии активности 1989 г. (наблюдения проводились на горе Майданак, использовался телескоп Цейсс-600 с электрофотометром WBVR, среднеквадратичные ошибки измерений в полосах V и R составляли $0.01 - 0.02^{\mathrm{m}}$), можно рассмотреть наблюдательные детали. Как видно из рис. 2, оптическая кривая блеска имеет хаотический вид, затмения или исчезают, или их глубина превышает обычную на 0.5^{m}.

Многочисленные вспышки разных амплитуд могут появиться в любой фазе орбиты и прецессии и даже в моменты главных минимумов. Средний уровень блеска превышает обычный на $0.3 - 0.4^{\mathrm{m}}$ в полосе V. Также на графике показано изменение отношения $I(V)$ к $I(R)$, $I(R) = 1$ при $R = 11.9^{\mathrm{m}}$. Факт покраснения с развитием активности хорошо заметен и наблюдался многими исследователями. То есть в результате активности сильно увеличивается поток в красном и инфракрасном диапазонах. На нижнем рисунке показаны треки трех разных вспышек JD 2447698, 712, 798 на диаграмме V/(V-R). Следует отметить, что в спокойном состоянии для SS 433 характерна зависимость — чем ярче блеск, тем больше вклад голубого компонента и наоборот, увеличивается вклад красного при ослаблении блеска. На представленных диаграммах прослеживаются нестандартные перемещения. Даты вспышек характерны тем, что приходятся на начало, развитие и конец состояния активности. В рассматриваемых вспышках отмечается предвспышечное покраснение, JD 2447698, 712 — примерно за один день до вспышки, JD 2447798 — за три дня. Например, перед вспышкой JD 2447712 произошел быстрый переход ...711.2–711.4 в красную область и уже в этой области появилась мощная вспышка. Возможен быстрый переход и в другом направлении, например ...796–797.

Время существования одиночной вспышки примерно 1 сутки. Хотя, согласно непрерывным наблюдениям для некоторых вспышек, возрастание блеска на 1^{m} происходит за 10 часов и так же стремительно падает за 5 часов на 0.6^{m}. Благодаря наблюдениям в период активности в июне 2022 г. на телескопе TESS Idel Waisberg [4] обнаружила, что поток во время вспышек может увеличиваться и уменьшаться до двух раз в течение 4–7 часов. Более того, есть данные, что вспышки происходят с квазипериодом 13.3 часа. Для сравнения интересно привести некоторые временные параметры формирования и жизни сгустков водорода в струях SS 433. Известно, что в релятивистских струях формируются облака холодного газа «пули». Согласно [5] выброс пуль происходит 1–3 раза в сутки. Полное время возгорания новых порций газа в струях составляет 6–10 часов, а характерный масштаб затухания излучения равен 1 дню. Получается, что время существования оптической вспышки соразмерно с временем жизни «пули».

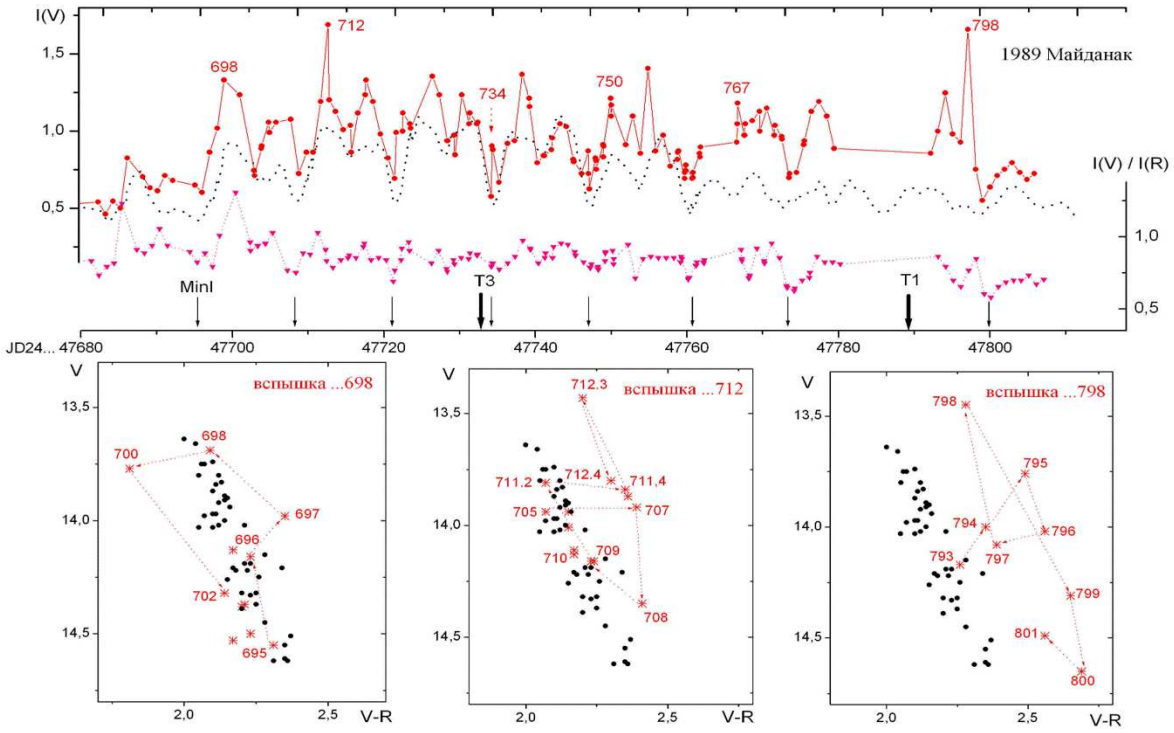


Рис. 2: Фотометрические наблюдения SS 433 в активном состоянии 1989 г., проведенные на горе Майданак. Пунктиром обозначена средняя кривая блеска в спокойном состоянии. На нижних графиках показаны изменения на диаграмме V-(V-R) в начале и конце активности. Темными кружками обозначена зависимость для спокойного состояния по данным 1990 г.

В периоды активности интенсивность в радиодиапазоне тоже существенно возрастает, наблюдаются мощные многочисленные вспышки. Интенсивности радио и оптических вспышек в некоторой степени коррелируют между собой со временем запаздывания 1–2 дня радиовспышки относительно оптической. Вернемся к активности 1980 г. — рис. 3. Данные в радиодиапазоне позаимствованы из электронной базы данных радиотелескопа GBI. Источник оптических оценок блеска — фотометрическая база данных ГАИШ. Спектральные наблюдения, проведенные в САО [6] показали, что влияние оптической вспышки сказывается как на стационарных, так и на релятивистских водородных линиях. Обнаружена синхронность между возникновением оптической вспышки и изменениями в параметрах лучевых скоростей релятивистских эмиссионных линиях водорода — правый верхний график на рис. 3. Во время вспышки JD 2444436 лучевые скорости показывали затяжные уклонения от среднего хода до 6–7 дней. Выводы авторов — во время вспышек резко усиливается взаимодействие релятивистских струй и ветра из аккреционного диска, поэтому спусковым механизмом начала вспышки могут служить некие изменения в параметрах самой релятивистской струи, это может быть как изменение наклона струи, так и изменение скорости.

В работе [7] авторы рассчитали скорость джета во время вспышки JD2444436–37, она оказалась равной 0.32 с, хотя средне наблюдаемая скорость 0.26 с. Так же, согласно синхронным спектральным и радио наблюдениям в августе-ноябре 2004 г., при переходе состояния SS 433 от спокойного состояния к активному, было обнаружено изменение скорости в джете. Авторы делают вывод, что когда скорость джета превышает 0.29 с, то это неизменно происходит с радиовспышкой или до нее.

Аналогичный эффект был получен по результатам наблюдательной кампании 2–12 апреля 2006 г., когда были проведены рентгеновские наблюдения на телескопе Suzaku 4–5 и 8–9 апреля, во время и вне затмения, и одновременные оптические спектроскопические наблюдения в САО [8]. Анализируя линии Fexxv$K\alpha$, возникающие из джетов, обнаружены сдвиги в доплеровских линиях, гораздо больше ожидаемых на основе модели прецессии. На рис. 4 приведены результаты наблюдений. Хорошо видно, что наблюдаемые доплеровские смещения в обоих диапазонах демонстрируют сильные отклонения от прецессионной кривой 162.5 сут и время их появления коррелирует со вспышками в оптическом диапазоне, которые были зафиксированы в Научном (телескоп КГБ-38, ПЗС камера Apogee 7) в ходе наблюдательной кампании. На рисунке показаны и две яркие вспышки в 2009 г., полученные на телескопе Цейсс-600 с ПЗС камерой Apogee 47 в Научном, как дополнительная иллюстрация рациональности использования средних кривых блеска для определения состояния SS 433 в случае кратковременных наблюдательных сетов.

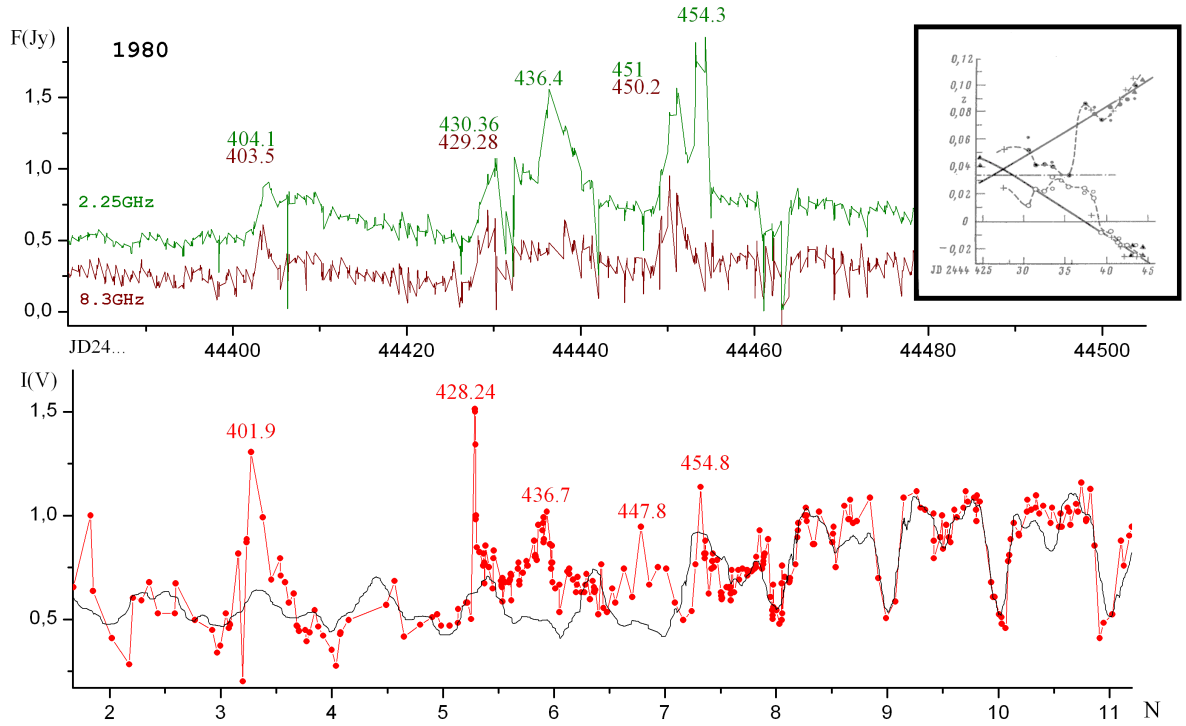


Рис. 3: Одновременные радио (верхний график) и оптические (нижний график) наблюдения SS 433 в 1980 г. в пассивном и активном (JD2444400–460) состояниях. Черной линией изображена средняя кривая блеска в спокойном состоянии. Цифрами обозначены даты наблюдаемых максимумов вспышек. На правом верхнем графике показаны отклонения z^+ и z^- (черные и белые кружки, соединенные пунктиром) от поведения согласно стандартной кинематической модели (прямые линии) в течение периода вспышечной активности JD2444428–440.

Проводились наблюдения и в период активности SS 433 в июле-августе 2018 г. — JD2458301–362. В работе Медведева П.С. и др. [9] анализировались данные космических обсерваторий X-ray Swift, NICER и CHANDRA, полученные непосредственно во время радиовспышек, которые наблюдались на радиотелескопе РАТАН-600. Также были обнаружены аномальные отклонения положения линии струи от предсказанной кинематической модели. Наибольшие отклонения отмечены в даты JD 2458318.6 ($\varphi = 0.095$, $\psi = 0.277$) и 58324.3 Min II ($\varphi = 0.529$, $\psi = 0.312$), тогда же были зафиксированы радиовспышки. Согласно фотометрической оценке блеска SS 433 в фильтре Rc по данным В.П. Горанского в дату JD 2458317.36 Min ($\varphi = 0.98$), наблюдалась мощная оптическая вспышка непосредственно в главном минимуме. По мнению авторов, отклонения от кинематической модели традиционно объясняются либо изменением направленной скорости струй, либо изменением ориентации по отношению к лучу зрения. Наблюдаемое отклонение положения линий струй было оценено как изменение скорости джета до 0.19 c, что существенно ниже среднего 0.26 c.

3. Заключение

Кратко перечислим наблюдательные факты, сопровождающие появления оптических, регистрируемых посредством фотометрии, мощных вспышек в системе SS 433.

- Появление оптических вспышек чаще всего коррелирует с радиовспышками.
- Вспышки спонтанно возникают в моменты глубоких затмений.
- Согласно наблюдениям на телескопе TESS оптические вспышки появляются с квазипериодом 13.3 ч.
- Наибольшее превышение блеска от среднего в состоянии активности, а также самые высокоамплитудные вспышки, наблюдаются в моменты прецессии T1 и T2, когда наилучшим образом видны обе струи.
- Аномальные отклонения в доплеровских смещениях линий джетов (z) от предсказанной кинематической модели как в оптическом, так и в рентгеновском диапазонах.
- Изменение скорости струи релятивистского джета коррелирует по времени с появлением оптических и радио вспышек.

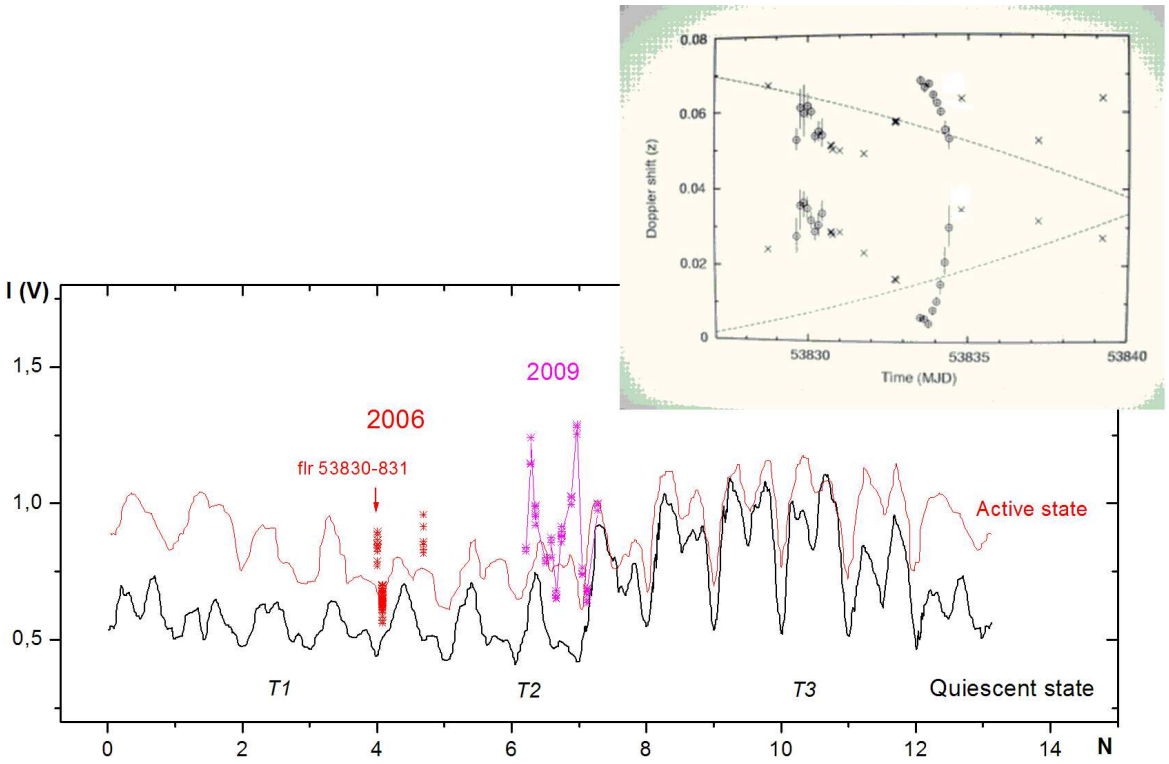


Рис. 4: Активность SS 433 в 2006 г. — фотометрические наблюдения 4, 5, 13 апреля в Научном, совмещенные со средними кривыми блеска. JD2453830–831 вспышка в MinI (φ=0.003, ψ= 0.57). В верхней части рисунка показаны доплеровские смещения струй SS 433, полученные по результатам наблюдений X-ray (FexxvI$K\alpha$) телескопа Suzaku (круги) и оптической спектроскопии подвижных линий Hα (крестики) в ходе наблюдательной кампании. Пунктирными линиями обозначена прецессионная синусоидальная кривая.

Конечно в данной работе приведены далеко не все зафиксированные и опубликованные результаты наблюдений SS 433 в состоянии активности в разных световых диапазонах. Надо сказать, что в последнее десятилетие тема активности SS 433 стала актуальной и широко представлена в периодических журналах. Но большой интерес вызывает факт появления вспышек в моменты главных минимумов, свидетельствующий о том, что источник вспышек не затмевается. Поэтому привлекли внимание те наблюдательные свидетельства, которые можно использовать для объяснения этого феномена. Суммируя вышеперечисленные факты, возникает предположение, что причина возникновения вспышек и их локация может быть связана с возмущениями в релятивистских джетах.

Список литературы

1. S. Fabrika, *Astrophysics and Space Physics Reviews*, **12**, 1, 2004.
2. S. Fabrika and T. Irsmambetova, in P. Durouchoux, Y. Fuchs, and J. Rodriguez, eds., *New Views on Microquasars*, 276 (2003).
3. T. R. Irsmambetova, *Astronomy Letters*, **23**, 299, 1997.
4. I. Waisberg, *arXiv e-prints*, arXiv:2503.02753, 2025.
5. S. N. Fabrika and N. V. Borisov, *Pisma v Astronomicheskii Zhurnal*, **13**, 663, 1987.
6. I. M. Kopylov, R. N. Kumajdogodskaya, and T. A. Somova, *Astronomicheskii Zhurnal*, **62**, 323, 1985.
7. K. M. Blundell, L. Schmidtobreick, and S. Trushkin, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **417**, 2401, 2011.
8. K. Kubota, Y. Ueda, N. Kawai, T. Kotani, et al., *Publ. Astron. Soc. Japan*, **62**, 323, 2010.
9. P. S. Medvedev, I. I. Khabibullin, A. N. Semena, I. A. Mereminskiy, S. A. Trushkin, A. V. Shevchenko, and S. Y. Sazonov, *Astronomy Letters*, **48**, 389, 2022.

Радиус магнитосферы звезды, аккрецирующей из диска

Ихсанов Н.Р.[1,2], Бескровная Н.Г.[1,3]

[1] *Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*
[2] *Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия*
[3] *Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия*

Обсуждается методика оценки радиуса магнитосферы аккрецирующих звезд. Отмечается, что возможность однозначно оценить величины параметров аккреционного потока исходя из наблюдательных данных, на сегодняшний день отсутствует. Это вносит неопределенность в уравнение, описывающее баланс между давлением аккреционного потока и давлением магнитного поля звезды на границе ее магнитосферы, делая его неполным. В качестве возможной альтернативы мы предлагаем использовать уравнение неразрывности аккреционного потока на границе магнитосферы. Это позволяет сформулировать новое определение радиуса магнитосферы как расстояние от центра аккрецирующей звезды до точки, в которой темп проникновения аккреционного потока в ее магнитное поле равен темпу аккреции на ее поверхность. Минимально возможное значение радиуса магнитосферы мы оцениваем, решая уравнение неразрывности в рамках сценария, в котором проникновение газа с внутреннего радиуса аккреционного диска в магнитное поле звезды определяется процессом диффузии. Полученное значение минимального радиуса магнитосферы при прочих равных условиях существенно меньше традиционно принимаемого значения радиуса остановки сферического аккреционного потока, известного как Альвеновский радиус.

Поступила в редакцию 21.10.2025 г. Принята в печать 28.11.2025 г.

Ключевые слова: аккреция, аккреционный диск, магнитное поле, рентгеновские пульсары, катаклизмические переменные

Magnetospheric radius of a star accreting from a disk

Ikhsanov N.R.[1,2], Beskrovnaya N.G.[1,3]

[1] *Central Astronomical Observatory of the RAS at Pulkovo, Saint Petersburg, Russia*
[2] *Insitute of Applied Astronomy of the RAS, Saint Petersburg, Russia*
[3] *Special Astrophysical Observatory of the RAS, Nizhnij Arkhyz, Russia*

Possible methods for estimating the magnetospheric radius of accreting stars are discussed. It is noted that, currently, there is no reliable way to accurately determine the parameters of the accretion flow on the basis of observational data. This introduces uncertainty into the equation describing the balance between the pressure of the accretion flow and the pressure of the star's magnetic field at the magnetospheric boundary, rendering it incomplete. As a potential alternative, we propose using the continuity equation for the accretion flow at the magnetospheric boundary. This approach allows us to establish a new definition of the magnetospheric radius as the distance from the center of the accreting star at which the rate of the accretion flow penetration into its magnetic field equals the rate of accretion onto its surface. We estimate the minimum possible value of the magnetospheric radius by solving the continuity equation within a scenario where gas penetration from the inner radius of the accretion disk into the star's magnetic field is governed by a diffusion process. The obtained value of the minimum magnetospheric radius, all other things being equal, is significantly smaller than the conventionally accepted value of the equilibrium radius for a spherical accretion flow, known as the Alfvén radius.

Received 21.10.2025. Accepted 28.11.2025.

Keywords: accretion, accretion disk, magnetic field, x-ray pulsars, cataclysmic variables

DOI: 10.51194/INASAN.2026.11.1.013

1. Введение

Объекты с магнитосферой широко распространены во Вселенной. В их число входят небесные тела разной природы, от планет и их спутников до вырожденных релятивистских звезд, находящиеся в принципиально разных физических условиях. Создание унифицированного метода описания магнитосфер в такой ситуации затруднительно, а возможности использования аналогий ограничены. Один из примеров такой ситуации мы приводим в нашей статье, обсуждая различия в определении и методике оценки величин параметров магнитосфер планет и аккрецирующих звезд.

Наиболее полно изученной к настоящему времени является магнитосфера Земли. Причиной ее появления является взаимодействие между солнечным ветром и магнитным полем Земли, которое препятствует основной части набегающего потока солнечного ветра приблизиться к ее поверхности. Размер магнитосферы и форму ее границы в первом приближении можно оценить, решая систему из двух уравнений. Первым из них является уравнение баланса между давлением магнитного поля планеты и давлением солнечного ветра, а второе — уравнение неразрывности потока солнечного ветра, обтекающего границу магнитосферы. При этом размер магнитосферы со стороны Солнца (дневной стороны) в области наибольшего сближения солнечного ветра с Землей, именуемый в литературе радиусом Чепмена-Ферраро [1], оценивается на основе

лишь одного уравнения, в котором динамическое давление солнечного ветра полагается равным давлению дипольного компонента магнитного поля Земли. Все параметры, входящие в это уравнение (т. е. дипольный магнитный момент Земли, плотность и скорость солнечного ветра), в настоящее время измерены космическими аппаратами in situ, что существенно упрощает задачу и позволяет в первом приближении оценить минимальный размер магнитосферы Земли без привлечения уравнения неразрывности.

Попытка использовать по аналогии такой же упрощенный подход в вопросе оценки размеров магнитосферы аккрецирующих звезд встречается, однако, с трудностями, которые мы обсуждаем в следующем параграфе (см. параграф 2). Основной проблемой является недостаток информации о параметрах аккреционного потока, которые пока сложно оценить из наблюдений. Вследствие этого уравнение баланса между давлением аккреционного потока и давлением магнитного поля звезды в общем случае оказывается неполным. Однозначную оценку динамического давления аккреционного потока при заданном темпе аккреции удается получить лишь в отношении сферически симметричного потока свободно падающего ионизованного газа. Однако попытка использовать это решение, широко известное в литературе как Альвеновский радиус[1], в уравнении неразрывности встречается с трудностями, преодолеть которые без дополнительных и весьма неочевидных предположений оказывается затруднительным (см., например, [3] и приведенную там литературу).

В параграфе 3 мы обсуждаем альтернативную методику оценки величины радиуса магнитосферы аккрецирующих звезд. В основе его лежит тот простой факт, что темп аккреции газа на поверхность звезды, $\dot{\mathfrak{M}}_{\rm a}$, в рамках сценария стационарной магнитосферной аккреции равен темпу, с которым аккреционный поток проникает в магнитное поле звезды на границе ее магнитосферы. Оценка радиуса магнитосферы в этом случае сводится к решению уравнения неразрывности. Мы показываем, что это уравнение для заданного механизма проникновения аккреционного потока в магнитное поле звезды удается решить совместно с уравнением баланса давлений, используя информацию, получаемую из наблюдений аккреционных источников. Оценку минимально возможного значения радиуса магнитосферы мы получаем в рамках диффузионного подхода, принимая наиболее медленный из возможных механизмов проникновения ионизованного газа в магнитное поле звезды.

Обсуждая полученный результат в параграфе 4, мы обращаем внимание, что область его применения на сегодняшний день ограничивается сценарием дисковой аккреции, допускающим возможность варьирования величины давления, оказываемого диском на магнитное поле звезды на радиусе ее магнитосферы вследствие изменения вязкости и/или накопления вещества на внутреннем радиусе. Практическое использование рассматриваемого нами подхода обсуждалось недавно в работах [4, 5] в отношении происхождения и эволюции магнитных быстро вращающихся белых карликов в системах AE Водолея, AR Скорпиона и LAMOST J024048.51+195226.9. В них было показано, что величина минимально возможного радиуса магнитосферы, оцениваемая в диффузионном приближении, находится в хорошем соответствии с ожидаемой величиной внутреннего радиуса аккреционного диска в сценарии аккреционной раскрутки этих объектов, происходившей в предыдущую эпоху.

2. Как определить понятие «радиус магнитосферы» для аккрецирующих звезд?

Мы рассматриваем процесс дисковой аккреции на звезду с сильным магнитным полем в рамках стационарного приближения. Это предполагает, что аккреционный поток исходно движется в сторону звезды под действием ее гравитационного поля в форме вязкого диска. Взаимодействие между диском и магнитным полем звезды приводит к формированию магнитосферы, которая препятствует аккреционному потоку достичь поверхности звезды, двигаясь по баллистическим траекториям. На границе магнитосферы аккреционный поток проникает с внутреннего радиуса диска в магнитное поле звезды и, двигаясь в направлении его силовых линий, достигает поверхности звезды в окрестности ее магнитных полюсов.

Приближение стационарной аккреции, используемое в нашем подходе[2], подразумевает, что темп аккреции, реализуемый во всем пространстве от радиуса гравитационного захвата звезды до ее поверхности, является величиной постоянной, $\dot{\mathfrak{M}}_{\rm a} = const$. Это условие выполняется также и на границе магнитосферы, на которой аккреционный поток проникает в магнитное поле звезды в направлении, перпендикулярном его силовым линиями. Темп диффузии аккреционного потока в магнитное поле звезды, $\dot{\mathfrak{M}}_{\rm diff}(r)$, зависит, однако, от расстояния, отсчитываемого от центра звезды до области взаимодействия между ее магнитным полем и внутренним радиусом диска (см. параграф 3). Поэтому, если процесс проникновения аккреционного потока в магнитное поле звезды определяется диффузией, то условие стационарной аккреции принимает вид

[1]Заметим, что выражение, известное в литературе как «Альвеновский радиус», было исходно получено в работе Лэмба и др. [2] из условия равенства альвеновской скорости и скорости аккреционного потока. Область баланса давлений была названа авторами этой статьи «Альвеновской поверхностью» (Alfvén surface), что дало основание называть расстояние до этой поверхности Альвеновским радиусом.

[2]Это приближение в рассматриваемом нами случае используется для упрощения и наглядности подхода. В общем случае любой аккреционный процесс может быть представлен в форме суперпозиции временных отрезков, на которых процесс аккреции удовлетворяет условию стационарности.

уравнения неразрывности,

$$\dot{\mathfrak{M}}_{\rm diff}(r_{\rm m}) = \dot{\mathfrak{M}}_{\rm a}. \tag{1}$$

Решая это уравнение относительно $r_{\rm m}$, мы приходим к оценке радиуса магнитосферы, который в рамках такого сценария определяет расстояние, рассчитываемое от центра звезды, на котором темп диффузии аккреционного потока в магнитное поле звезды, $\dot{\mathfrak{M}}_{\rm diff}(r)$, достигает величины темпа аккреции на ее поверхность, $\dot{\mathfrak{M}}_{\rm a}$.

Наиболее благоприятные условия для оценки светимости аккреционного источника реализуются в случае вырожденных звезд (нейтронных звезд и белых карликов). Масса, M_*, и радиус, R_*, этих объектов фиксированы уравнением состояния в относительно узком диапазоне величин, а аккреционная энергия выделяется преимущественно в классической части рентгеновского диапазона, что позволяет надежно оценивать светимость связанного с ними аккреционного источника, $L_{\rm x}$. Темп аккреции на поверхность вырожденной звезды в этой ситуации оценивается выражением

$$\dot{\mathfrak{M}}_{\rm a} = \frac{L_{\rm x} R_*}{G M_*}, \tag{2}$$

определяющим величину константы, стоящей в правой части уравнения неразрывности (1), и открывающим возможность его решения относительно параметра r для заданного механизма проникновения аккреционного потока на границе магнитосферы.

Необходимость пересмотра определения радиуса магнитосферы по сравнению с традиционным подходом, основанным на балансе между давлением аккреционного потока и давлением магнитного поля звезды, реализуемым на границе ее магнитосферы [2],

$$\rho_{\rm f}(r) v_{\rm f}^2(r) = \frac{\mu^2}{2\pi r^6}, \tag{3}$$

вызвана, в первую очередь, неопределенностью величин плотности, $\rho_{\rm f}(r)$, и скорости, $v_{\rm f}(r)$, аккреционного потока (здесь $\mu = (1/2) B_* R_*^3$ — дипольный магнитный момент звезды, напряженность магнитного поля на поверхности которой B_*). Единственный случай, в котором величины этих параметров могут быть однозначно нормированы на темп аккреции, является сферически симметричный поток свободно падающего ионизованного газа. Динамическое давление потока в этом случае приобретает вид

$$p_{\rm dyn}^{\rm (sp)} = \rho_{\rm (sp)}(r) v_{\rm ff}(r)^2 = \frac{\dot{\mathfrak{M}} \, (2GM_*)^{1/2}}{4\pi r^{5/2}}, \tag{4}$$

где $v_{\rm ff}(r) = (2GM_*/r)^{1/2}$ — скорость свободного падения, а

$$\rho_{\rm (sp)}(r) = \frac{\dot{\mathfrak{M}}}{4\pi r^2 v_{\rm ff}(r)} \tag{5}$$

это плотность сферического потока. Радиус остановки потока дипольным компонентом магнитного поля в этом случае определяется уравнением $p_{\rm dyn}^{\rm (sp)}(r) = \mu^2/2\pi r^6$, решая которое относительно r, находим хорошо известное в литературе выражение

$$r_{\rm A} = \left(\frac{\mu^2}{\dot{\mathfrak{M}} \, (2GM_*)^{1/2}} \right)^{2/7}, \tag{6}$$

называемое Альвеновским радиусом.

Проблемы, связанные с использованием этого выражения в уравнении неразрывности аккреционного потока на границе магнитосферы, были исходно отмечены в работе Шварцмана [6], где он, следуя совету С.И. Сыроватского, предположил, что проникновение газа в магнитное поле звезды происходит вследствие желобковой неустойчивости границы магнитосферы. Необходимость привлечения такого предположения была вызвана тем обстоятельством, что темп диффузии аккреционного потока в магнитное поле звезды, оцениваемый на Альвеновском радиусе, оказывается на несколько порядков величины меньше требуемого для объяснения аккреционной светимости источника (см, например, [7, 8] и приведенную там литературу). Предположение о неустойчивости границы магнитосферы широко обсуждалось затем в работах Аронса и Ли [9], Элснера и Лэмба [10] и Майкла [11]. Авторам этих статей удалось определить равновесную границу магнитосферы звезды[3] в состоянии сферической аккреции путем решения модельной задачи о магнитном

[3]Следует заметить, что равновесная поверхность магнитосферы была вычислена только для экваториальных областей магнитосферы, ограниченных условием на величину магнитной широты $\lambda \leq 75^\circ$. Полученное ими решение было затем сшито с аналитическим решением, вычисленным ранее для области магнитных каспов Морозовым и Соловьевым [12].

диполе, окруженным оболочкой ионизованного газа, нагретого до температуры, соответствующей скорости свободного падения[4], т. е. $c_{\rm s}(r) \equiv v_{\rm ff}(r) = (GM_*/r)^{1/2}$. В этих работах было показано, что перестановочные неустойчивости границы магнитосферы (в частности, неустойчивости Рэлея-Тейлора и Кельвина-Гельмгольца) при этом условии подавлены (вследствие того, что граница магнитосферы оказывается выпуклой в сторону падающего потока). Отмечалось, что граница магнитосферы могла бы стать неустойчивой при условии быстрого остывания потока, если бы форма границы магнитосферы при этом продолжала оставаться неизменной. Последнее утверждение является, однако, сомнительным и до сих пор остается дискуссионным вопросом, не подтвержденным конкретными расчетами. Напротив, в работе [3] было показано, что даже медленное вращение звезды относительно сферического потока приводит к генерации тороидального поля в диффузионном слое на границе магнитосферы и, соответственно, к появлению шира магнитного поля, эффективно стабилизирующего неустойчивости границы магнитосферы. Наконец, в работе Майкла [13] было также отмечено, что газ, по мере его остывания, имеет тенденцию к перемещению вдоль границы магнитосферы в области полярных каспов, где равновесная конфигурация магнитного поля является наиболее устойчивой. Вследствие этого он предложил рассмотреть альтернативный сценарий проникновения потока в виде плотных капель сквозь касповые точки (dripping accretion), который, однако, вплоть до настоящего времени не получил надежного наблюдательного подтверждения.

Критический анализ ситуации, возникшей вокруг сценария сферической аккреции уже на ранних этапах становления теории магнитосферной аккреции, был представлен в работе Элснера и др. [14], авторы которой выдвинули гипотезу о преимущественно дисковой конфигурации аккреционного потока в источниках, ассоциированных с рентгеновскими пульсарами. Давление аккреционного потока на магнитное поле звезды в этом случае оказывается зависящим от вязкости аккреционного диска и, более того, допускает сценарий накопления вещества на его внутреннем радиусе в ситуации, когда темп аккреции в диске превосходит темп проникновения газа с его внутреннего радиуса в магнитное поле звезды. В свою очередь, накопление вещества на внутреннем радиусе диска приводит к увеличению его давления на магнитное поле звезды и, соответственно, уменьшению радиуса, на котором достигается новый баланс давлений. Если темп проникновения газа в магнитное поле звезды нарастает с уменьшением радиуса достаточно быстро, то уравнение неразрывности может иметь решение, являющееся радиусом магнитосферы. Одно из таких решений, полученное в приближении диффузионного проникновения аккреционного потока в магнитное поле звезды, мы приводим в следующем параграфе.

3. Оценка радиуса магнитосферы в диффузионном приближении

Методика оценки радиуса магнитосферы в рамках сценария диффузионного проникновения газа с внутреннего радиуса аккреционного диска в магнитное поле звезды была недавно рассмотрена в работе [4]. В основе представленного метода лежит решение уравнения неразрывности аккреционного потока на границе магнитосферы, которое в первом приближении можно представить в виде

$$\dot{\mathfrak{M}}_{\rm diff}(r) \simeq S_{\rm eff}(r)\,\rho(r)\,v_{\perp}(r) = \dot{\mathfrak{M}}_{\rm a}. \tag{7}$$

Здесь $S_{\rm eff}(r)$ — эффективная площадь взаимодействия диска с магнитным полем звезды, $\rho(r)$ — плотность газа на границе магнитосферы и $v_{\perp}$ — эффективная скорость движения газа поперек силовых линий магнитного поля звезды на границе ее магнитосферы.

Величины параметров, входящих в это уравнение, нормировались в соответствии со стандартной моделью вязкого альфа-диска Шакуры-Сюняева [15]. В частности, эффективная площадь контакта между внутренним радиусом диска и магнитным полем звезды оценивалась выражением

$$S_{\rm eff}(r) \simeq 2\pi r \,\times 2z_0 = 4\pi r^2 \left(\frac{c_{\rm s}(r)}{v_{\rm k}(r)}\right), \tag{8}$$

где z_0 — полутолщина диска, которая на заданном радиусе определяется отношением скорости звука, $c_{\rm s}(r)$, к кеплеровской скорости, $v_{\rm k}(r) = (GM_*/r)^{1/2}$.

Плотность газа на внутреннем радиусе диска оценивалась на основе баланса между давлением диска и магнитного поля звезды, описываемого уравнением (3). Скорость потока, входящая в левую часть этого уравнения, в общем случае представляет собой суперпозицию,

$$v_{\rm f}(r) = \left[\Delta v_{\phi}^2(r) + c_{\rm s}^2(r) + v_{\rm r}^2(r)\right]^{1/2}, \tag{9}$$

где $\Delta v_{\phi}(r) = v_{\rm k}(r) - \omega_{\rm s} r$ является азимутальным компонентом скорости газа на внутреннем радиусе диска относительно границы магнитосферы (в приближении твердотельного вращения последней) и $v_{\rm r}(r)$ — радиальный компонент скорости газа в диске, величина которого в рамках стандартной модели альфа-диска

[4]Следует обратить внимание, что угловая скорость вращения магнитного диполя в этой постановке задачи принималась равной нулю.

существенно меньше скорости звука, $v_{\rm r} \ll c_{\rm s}$. Это выражение упрощается в приближении коротации, в котором относительная скорость между газом на внутреннем радиусе диска и границей магнитосферы полагается равной нулю. Этот случай реализуется, в частности, на заключительной фазе аккреционной раскрутки звезды, когда ее радиус коротации, $r_{\rm cor} = \left(GM_*/\omega_{\rm s}^2\right)^{1/3}$, достигает величины радиуса магнитосферы. Давление диска на магнитное поле звезды при этих условиях определяется тепловым давлением газа, расположенным на его внутреннем радиусе, а плотность оценивается выражением

$$\rho(r) = \frac{\mu^2}{2\pi r^6 c_{\rm s}^2(r)}. \tag{10}$$

Скорость перемещения газа поперек силовых линий поля в рамках диффузионного приближения оценивается выражением

$$v_{\perp}(r) \simeq \frac{\delta_{\rm m}(r)}{t_{\rm ff}(r)} \simeq \left(\frac{D_{\rm eff}(r)}{t_{\rm ff}(r)}\right)^{1/2}, \tag{11}$$

где $\delta_{\rm m}(r) \simeq \left[D_{\rm eff}(r) t_{\rm diff}(r)\right]^{1/2}$ — толщина диффузионного слоя, $D_{\rm eff}$ — эффективный коэффициент диффузии и $t_{\rm diff}$ — время диффузии газа из диска в магнитное поле, которое в рассматриваемом нами случае не превосходит времени свободного падения, $t_{\rm ff}(r) = \left(r^3/GM_*\right)^{1/2}$, поскольку газ, проникающий из диска в магнитное поле звезды, под действием ее гравитационного поля покидает область диффузионного слоя, двигаясь вдоль силовых линий поля магнитосферы в режиме свободного падения.

Наконец, нормируя эффективный коэффициент диффузии, $D_{\rm eff}(r) = \zeta_{\rm m} D_{\rm B}(r)$, на коэффициент бомовской (аномальной) диффузии [16],

$$D_{\rm B}(r) = \frac{c k_{\rm B} T_{\rm (i)}(r)}{16 e B(r)}, \tag{12}$$

с помощью безразмерного параметра $\zeta_{\rm m}$ и группируя выражения (7)–(12), мы приходим к следующей оценке радиуса магнитосферы звезды, аккрецирующей из диска, в рамках диффузионного приближения:

$$r_{\rm N} \simeq 0.94 \lambda_0 \left(\frac{c\, m_{\rm p}}{e}\right)^{2/11} \frac{\mu^{6/11}}{\dot{\mathfrak{M}}^{4/11} (GM_*)^{1/11}}. \tag{13}$$

Здесь c — скорость света, $m_{\rm p}$ — масса протона, $k_{\rm B}$ — постоянная Больцмана, e — электрический заряд электрона, $T_{\rm (i)}$ — ионная температура, $B(r)$ — магнитное поле звезды в области взаимодействия и λ_0 — безразмерный параметр, учитывающий степень отклонения физических условий на внутреннем радиусе диска от условий, реализуемых в стандартной модели альфа-диска (для которого его величина порядка единицы), и эффективность процесса проникновения газа в магнитное поле звезды по сравнению с бомовской диффузией, определяемую параметром $\zeta_{\rm m}$ (см. [4] и приведенную там литературу).

Вычисляя отношение полученной оценки радиуса магнитосферы к Альвеновскому радиусу, находим

$$r_{\rm N} \simeq 0.05\, r_{\rm A} \times \lambda_0\, \mu_{30}^{-2/77}\, \dot{\mathfrak{M}}_{15}^{-6/77}\, m^{4/77}, \tag{14}$$

где μ_{30} — дипольный магнитный момент аккрецирующей звезды в единицах $10^{30}\,\text{Гс}\,\text{см}^3$, $\dot{\mathfrak{M}}_{15}$ — темп аккреции в единицах $10^{15}\,\text{г}\,\text{с}^{-1}$ и m — масса звезды в единицах $1.4\,M_\odot$.

4. Обсуждение

Радиус магнитосферы аккрецирующей звезды можно определить как расстояние, отсчитываемое от центра звезды, на котором темп проникновения аккреционного потока в магнитное поле звезды равен темпу аккреции этого вещества на ее поверхность. Это расстояние оценивается путем решения уравнения неразрывности аккреционного потока на границе магнитосферы звезды для заданного механизма, определяющего процесс проникновения газа в ее магнитное поле. Решение проводится в системе с уравнением, описывающим баланс между давлением потока и давлением магнитного поля звезды на границе ее магнитосферы, и с учетом величины темпа аккреции газа на поверхность звезды, полученной из наблюдений. Минимальное значение радиуса магнитосферы в этом подходе реализуется в случае наиболее медленного процесса проникновения плазмы в магнитное поле, которым является процесс диффузии. Величина минимального радиуса магнитосферы при прочих равных условиях существенно меньше радиуса остановки сферического аккреционного потока дипольным магнитным полем звезды (Альвеновского радиуса). Представленная нами методика оценки радиуса магнитосферы аккрецирующей звезды оказывается эффективной, в частности, в вопросах происхождения и эволюции магнитных быстро вращающихся белых карликов в системах AE Водолея, AR Скорпиона и LAMOST J024048.51+195226.9 [4, 5] и указывает на возможность коррекции сценария эволюции вырожденных звезд в тесных двойных системах [17].

Следует особо отметить, что рассмотренный нами сценарий построен на основе стандартной модели геометрически тонкого и оптически толстого альфа-диска. Температура и, соответственно, скорость звука в аккреционном потоке в этом случае оценивается в чернотельном приближении. Допустимость этого приближения при моделировании аккреционного потока является основным требованием и ограничением предложенного нами сценария. Возможности его расширения на случай оптически тонкого аккреционного потока мы планируем обсудить в одной из последующих работ.

Список литературы

1. S. S. Dolginov, *Itogi Nauki i Tekhniki Seriia Issledovanie Kosmicheskogo Prostranstva*, **18**, 1, 1982.
2. F. K. Lamb, C. J. Pethick, and D. Pines, *Astrophys. J.*, **184**, 271, 1973.
3. N. R. Ikhsanov and L. A. Pustil'nik, *Astron. and Astrophys.*, **312**, 338, 1996.
4. N. G. Beskrovnaya and N. R. Ikhsanov, *Astrophysical Bulletin*, **79**, 104, 2024.
5. N. G. Beskrovnaya and N. R. Ikhsanov, *Moscow University Physics Bulletin*, **80**, 219, 2025.
6. V. F. Shvartsman, *Radiophysics and Quantum Electronics*, **13**, 1428, 1970.
7. N. R. Ikhsanov, *Astron. and Astrophys.*, **375**, 944, 2001.
8. N. R. Ikhsanov, *Astronomy Letters*, **31**, 586, 2005.
9. J. Arons and S. M. Lea, *Astrophys. J.*, **207**, 914, 1976.
10. R. F. Elsner and F. K. Lamb, *Astrophys. J.*, **215**, 897, 1977.
11. F. C. Michel, *Astrophys. J.*, **213**, 836, 1977.
12. A. I. Morozov and L. S. Solov'ev, *Reviews of Plasma Physics*, **2**, 201, 1966.
13. F. C. Michel, *Astrophys. J.*, **216**, 838, 1977.
14. R. F. Elsner, P. Ghosh, and F. K. Lamb, *Astrophys. J. Lett.*, **241**, L155, 1980.
15. N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, *Astron. and Astrophys.*, **24**, 337, 1973.
16. L. A. Artsimovich and R. Z. Sagdeev, *Moscow Atomizdat*, 1979.
17. N. R. Ikhsanov and N. G. Beskrovnaya, *Publications of the Pulkovo Observatory*, **231**, 1, 2023.

Фотометрическая и спектральная переменность симбиотической звезды CH Cygni

Микаилов Х.М.[1], Мамедов Р.Т.[2,3], Рустамова А.Б.[4]

[1] *Бакинский государственный университет, Баку, Азербайджан*
[2] *Батабатская астрофизическая обсерватория Министерства науки и образования Азербайджана, Нахчыван, Азербайджан*
[3] *Нахчыванский государственный университет, Нахчыван, Азербайджан*
[4] *Туси-Шамахинская астрофизическая обсерватория Министерства науки и образования Азербайджана, Шемахы, Азербайджан*

В статье представлены результаты фотометрических и спектроскопических наблюдений симбиотической звезды CH Cyg, проведенных квазиодновременно в одну ночь в Шемахинской астрофизической обсерватории 10 июля 2018 г. Фотометрические наблюдения проводились на телескопе Zeiss-600, а спектроскопические — на 2-метровом телескопе с современными ПЗС-детекторами света. Полученные цифровые материалы наблюдений обрабатывались и анализировались с помощью программных пакетов MaxIm DL и DECH 30. На основе спектров сравнивались и анализировались эквивалентные ширины некоторых спектральных линий и значения потоков в фильтрах B, V и R. В результате установлено, что с уменьшением блеска звезды эквивалентные ширины линий водорода уменьшаются, причем более выражено это в линии Hα. В то же время из сопоставления анализа фотометрических и спектроскопических наблюдений стало ясно, что кратковременная переменность блеска звезды проявляется и в спектроскопических параметрах.

Поступила в редакцию 20.10.2025 г. Принята в печать 01.12.2025 г.

Ключевые слова: симбиотическая звезда, CH Cyg, фотометрия, спектральные наблюдения

Photometric and spectral variability in the symbiotic star CH Cygni

Mikailov Kh.M.[1], Mammadov R.T.[2,3], Rustamova A.B.[4]

[1] *Baku State University, Baku, Azerbaijan*
[2] *Batabat Astrophysical Observatory of Science and Education Ministry of Azerbaijan, Nakhchivan, Azerbaijan*
[3] *Nakhchivan State University, Nakhchivan, Azerbaijan*
[4] *Tusi Shamakhy Astrophysical Observatory of Science and Education Ministry of Azerbaijan, Shamakhy, Azerbaijan*

We present quasi-simultaneous photometric and spectroscopic observations of the symbiotic star CH Cyg, taken in a single night on July 10, 2018, at the Shamakhy Astrophysical Observatory. Photometry was performed with the Zeiss-600 telescope and spectroscopy with a 2-meter telescope, both equipped with modern CCDs. Data were reduced using MaxIm DL and DECH 30. Our analysis of the spectra shows that the equivalent widths of hydrogen lines decrease with the star's declining brightness, most notably for Hα. Comparing photometry with spectroscopy, we find that the short-term brightness variations are correlated with changes in the spectroscopic parameters.

Received 20.10.2025. Accepted 01.12.2025.

Keywords: Symbiotic star, CH Cyg, photometry, spectral observation

DOI: 10.51194/INASAN.2026.11.1.014

1. Introduction

Symbiotic stars are spectrally distinguishable binary star systems composed of a red giant and a white dwarf surrounded by a nebula and interacting with each other. Currently, about 200 symbiotic stars are known. According to some estimates, their number in the Galaxy could be as high as 30,000. The cold component of the system is usually an M-type giant, but in rare cases belongs to spectral classes K and G. The orbital periods of such systems are around 1–3 years [1]. One of the main characteristic features of symbiotic stars is that their brightness increases by about 3–4 magnitudes over several months and then slowly decreases back to the previous radiation level. The studied star CH Cyg is a symbiotic variable star registered in the General Catalogue of Variable Stars (GCVS 5.1) [2]. CH Cyg is a very complex and mysterious symbiotic star that has been extensively studied across a wide spectral range. It was first discovered in the 1880s by observers of that era, and photometric observations of this star have been recorded continuously over more than 130 years, providing a long-term record of its variability [3]. The star was first suspected to be variable in the 1890s, but its variability was confidently confirmed by K. Graff in 1924 [4]. It is the brightest and closest among symbiotic stars. According to Hipparcos and Gaia data, the distance to the star is approximately 268 ± 62 pc (ESA 1997) [5, 6], which allows for more accurate determination of its luminosity and variability. Its visual magnitude ranges from a maximum $V = 6.0$ to a minimum of $V = 10.5$, while in the infrared bands it reaches a stellar magnitude of $K = -1$ at a wavelength of 2 microns, highlighting its brightness in longer wavelengths. The first useful spectra of the CH Cyg symbiotic star were obtained by Joy between 1924 and 1927.

Since CH Cyg is located at a favorable position in the northern hemisphere (around +50°), regular spectral, photometric, infrared, and radio observations have been conducted. Observations have shown that recurrent active processes occur in the star at different times. The composition of the CH Cyg system has not yet been determined; models of both binary and triple star systems have been proposed [7].

Photographic and photometric observations of the symbiotic star CH Cyg have been carried out for almost the entire past century. During these observations, no long periods were detected. Only short-term periodic variations of about 90–100 days were identified. Later, many researchers collected and analyzed the photometric data and discovered several periodic variations in the light curve. [8] constructed the light curve for the period from 1929 to 1977. By analyzing this curve, they identified two short periods of 100 and 157 days, and after the 1940s, a long period of 780 days in the light curve. They concluded that the short-term periodic variations are related to the pulsations of the red giant.

Currently, the symbiotic star CH Cyg is one of the most studied yet least understood objects. It is generally believed that the activity of CH Cyg is powered by the energy released through the accretion of the red giant's wind onto the hot component. The amount of accreted material depends on the pulsations of the giant as well as the orbital motion of the star-provided, of course, that the orbit is elliptical. Several widely accepted models have been proposed to explain the CH Cyg symbiotic system. According to the magnetic rotator model [9], CH Cyg is a binary system composed of a pulsating red giant and a white dwarf with a strong magnetic field orbiting in an elongated orbit with a period of 5700 days. Initially, Hinkle et al. [7] suggested that CH Cyg is a triple system, with a G-type dwarf in a short-period ($P = 756$ days) orbit within a long-period ($P = 5300$ days) binary system. However, following new infrared spectroscopic observations, they later revised their model and concluded that CH Cyg is instead a binary system [10, 11, 12].

Mikailov et al. proposed a long period of 5650 days [13]. Based on spectra obtained between 1998 and 2001 and [14] analyzing spectra from 1995 to 2004, detected the presence of a 756-day period in the radial velocities of the red giant's photospheric lines in the optical region as well [11, 12, 14, 15]. These findings supported the presence of three stars in the CH Cyg symbiotic system.

High-dispersion spectroscopic observations with precise timing are of great importance for investigating the nature of the CH Cyg symbiotic system. Accurate measurements of the emission and absorption lines, radial velocities, and equivalent widths during both active and quiescent phases of the star allow for refining the detected periodic variations and studying the geometry of the system. Although the star entered its active phase in 1963 and has since been subject to extensive photometric and spectroscopic observations up to the present day, questions regarding the nature of the star still remain unresolved.

2. Photometric Observation

The continuous duration of the photometric observation was 12 minutes. Photometric observations lasted for 12 minutes, which is a short interval for studying long-term variability of symbiotic stars but sufficient for investigating short-term variations. Photometric observations were conducted on 10 July 2018 between 15:23:33 and 15:35:26 UT (19:23:33 to 19:35:26 local time at Shamakhy Astrophysical Observatory). During this period, approximately 100 frames were captured with an exposure time of 5 seconds each. The processing of the observational data was carried out using standard aperture photometry procedures in the MaxIm DL software. To improve measurement accuracy and to remove traces of cosmic particles from the frames, an average of 5 frames was taken. This number was chosen as a balance between reducing noise and maintaining sufficient temporal resolution to detect short-term variability. Several comparison stars were used, including the binary star SAO 31628, which served as a control [16]. In this study, the analysis was performed in a specific sequence using the MaxIm DL software. The averages of the captured Bias frames (B_{avg}) were calculated. Then, the Bias average was subtracted from each Dark frame, and the average of the Bias-subtracted Dark frames (D_{avg}) was obtained. Similarly, the Bias and Dark averages were sequentially subtracted from the Flat frames, and the average of these cleaned Flat frames (F_{avg}) was calculated. Afterward, for each object image, B_{avg} and D_{avg} were subtracted, and the result was divided by the F_{avg} image. This entire procedure is referred to as the "cosmic ray cleaning method".

Fig. 1 illustrates the variation in the brightness of the star CH Cyg detected during photometric observations conducted on July 10, 2018, with the ZEISS-600 telescope at the Shamakhy Astrophysical Observatory (ShAO).

As shown in the figure, during the observations conducted on July 10, 2018 (15:26:33–15:32:26 UT / 19:26:33–19:32:26 local time), it was found that between 19:26:33 and 19:32:26, i. e., over a period of 7 minutes, the brightness of the star decreased, with the stellar magnitude fading by approximately 0.16 mag. Overall, during the entire observation period of 12 minutes (15:23–15:35 UT / 19:23–19:35 local time), the star's brightness varied by about 0.17 mag.

3. Spectroscopic observations

With the introduction of CCD technology and the acquisition of digital images, the need for specialized software to process this data has become essential. Today, there are powerful, standardized software packages widely accepted

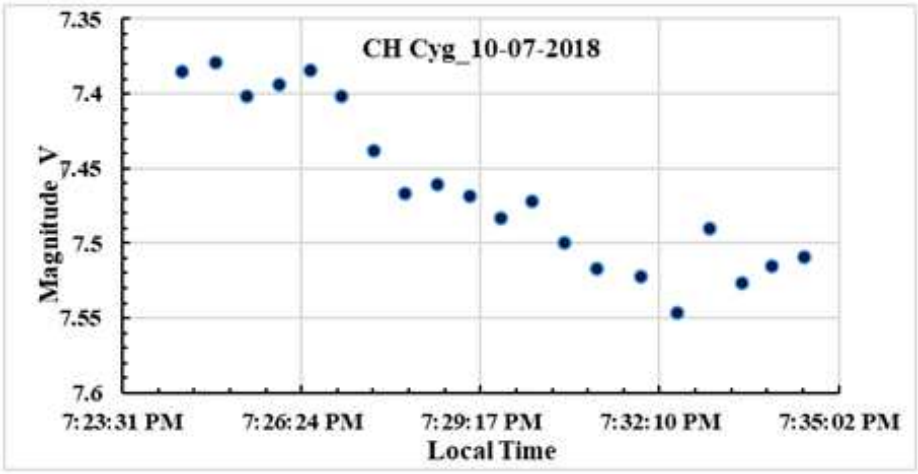


Figure 1: Light curve of CH Cyg in the V filter.

by astronomers for the reduction and analysis of all types of astronomical observational data. Among the most prominent are the IRAF (Image Reduction and Analysis Facility) developed in the United States, and MIDAS (Munich Image Data Analysis System), developed in Europe. Both of these software systems operate under the UNIX operating system. In the post-Soviet space, including at the Shamakhy Astrophysical Observatory, the acquisition and processing of CCD echelle spectra are carried out using the DECH software package, which was developed at the Special Astrophysical Observatory of Russia. The DECH software allows for the processing of all types of echelle spectra as well as classical single-order spectra. It is user-friendly and operates under MS-DOS and Windows operating systems.

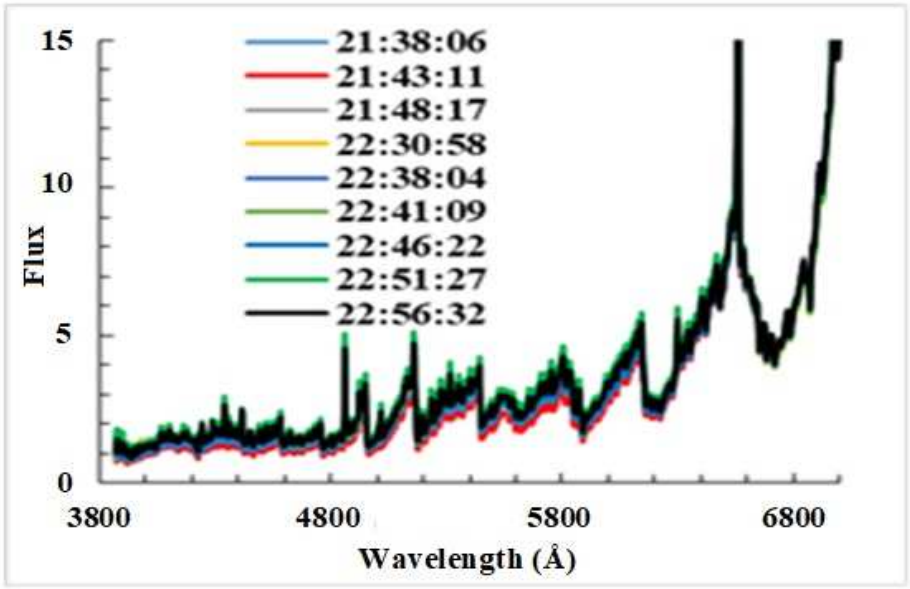


Figure 2: Spectrum of the CH Cyg star in the wavelength range of $\lambda\lambda$ 3800–7000 Å.

Spectroscopic observations of CH Cyg were performed on the same night, between approximately 17:38 and 18:56 (local time 21:38 to 22:56 UT at Shamakhy Astrophysical Observatory), obtaining 9 consecutive spectra with 300 seconds exposure each. In order to detect rapid variations (flickering) in the stellar spectrum, 9 consecutive spectra of the symbiotic star CH Cyg were obtained using a 2-meter telescope, each with an exposure time of 300 seconds (Fig. 2 presents all spectra plotted together to demonstrate their temporal evolution). Although the curves overlap, their differences are clearly seen in the variation of the emission line strengths and profiles. All spectra are presented in absolute flux units. The spectra of the symbiotic star CH Cyg were processed and analyzed using the latest version of the DECH software package — DECH 30 [17].

Based on the spectra obtained between 17:38–18:56 UT on the same night, the equivalent widths of certain spectral lines and the flux values in the B, V, and R filters were analyzed through comparison. The results obtained

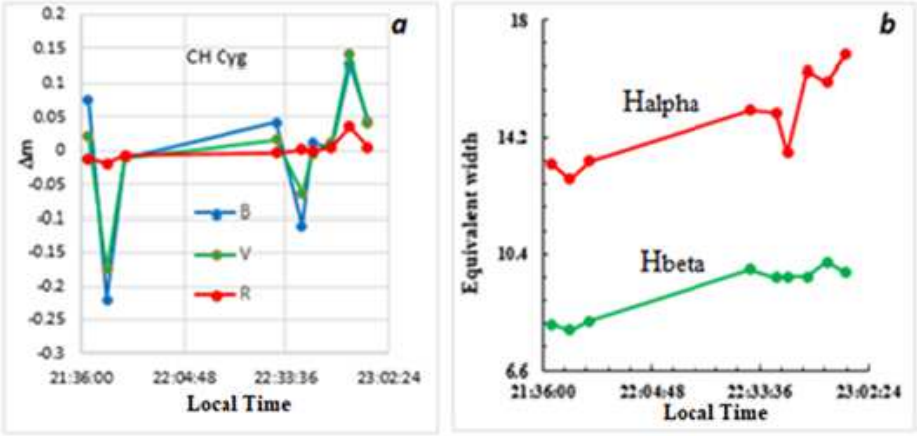


Figure 3: Rapid variations in the spectrum of the CH Cyg star. a — Flux variations in the B, V, and R filters; b — Variations in the equivalent widths of the Hα and Hβ lines.

are presented in Fig. 3. As can be seen from the figure, the variations in equivalent widths exhibit a similar pattern to the changes in flux.

4. Conclusions

Overall, during the observation period (12 minutes), the brightness of the symbiotic star CH Cyg varied by approximately 0.17 magnitudes. The analysis revealed that as the star's brightness decreases, the equivalent widths of the hydrogen lines also decrease correspondingly, with this effect being more pronounced in the Hα line. Additionally, a comparison of the photometric and spectroscopic observations (Fig. 1 and 3) shows that short-term brightness variations are also reflected in the spectroscopic parameters, and a direct correlation is observed between them. Although photometry and spectroscopy were not exactly simultaneous, they were conducted quasi-simultaneously on the same night.

References

1. K. Belczynski, J. Mikolajewska, U. Munari, R. J. Ivison, and M. Friedjung, *Astron. and Astrophys. Suppl.*, **146**, 407, 2000.
2. N. N. Samus, E. V. Kazarovets, O. V. Durlevich, and et al., *Astronomy Reports*, **61**, 80, 2017.
3. M. Mikolajewski, J. Mikolajewska, and T. N. Khudiakova, *Astron. and Astrophys.*, **235**, 219, 1990.
4. K. Graff, *Confirmation of the variability of CH Cyg*, 6 (1924).
5. ESA Archive, `https://gea.esac.esa.int/archive`.
6. U. Munari, A. Renzini, and B. L. Bernacca, in *ESA SP-402*, 413 (1997).
7. K. H. Hinkle, F. C. Fekel, D. S. Johnson, and W. W. G. Scharlach, *Astron. J.*, 1074–1086, 1993.
8. M. Muciek and M. Mikolayevski, *Acta Astronomica*, **39**, 165, 1989.
9. M. Mikolajewski, J. Mikolajewska, T. Tomov, B. Kulesza, and R. Szczerba, *Acta Astronomica*, **40**, 129, 1990.
10. K. H. Hinkle, F. C. Fekel, and R. Joyce, *Astrophys. J.*, **692**, 1360, 2009.
11. K. M. Mikailov, R. T. Mammadov, B. N. Rustamov, and A. B. Rustamova, *Proceedings of the Pakistan Academy of Sciences*, **60**, 9, 2023, part A: PS-671.
12. K. M. Mikailov, A. J. Orujova, R. T. Mammadov, I. A. Alakbarov, and O. V. Khalilov, *Astronomical Journal of Azerbaijan*, **16**, 4, 2021.
13. K. M. Mikailov and V. M. Khalilov, *Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel*, **21**, 452, 2005.
14. T. Iijima, H. Naito, and S. Narusawa, *Astron. and Astrophys.*, **622**, 2, 2018, a45.
15. K. M. Mikailov and R. T. Mammadov, in *XXI International Multidisciplinary Conference "Prospects and Key Tendencies of Science in Contemporary World". Proceedings of the Conference (July 2022)*, 67–71 (2022).
16. A. Henden and U. Munari, *Astron. and Astrophys.*, **458**, 339, 2006.
17. DECH-software, `http://www.gazinur.com/DECH-software.html`.

Содержание

Contents