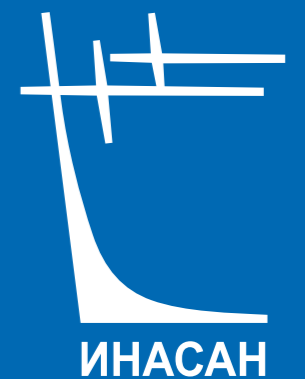


ISSN 2658-5669

НАУЧНЫЕ ТРУДЫ ИНСТИТУТА АСТРОНОМИИ РАН

INASAN
SCIENCE
REPORTS

ТОМ
8
ВЫПУСК 2



МОСКВА
2023

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.



УДК 52
ББК 22.6
НЗ4

НЗ4 **Научные труды Института астрономии РАН. Том 8(2).** –
М.: Изд-во Янус-К, 2023, 64 с., илл.

ISSN 2658-5669

e-ISSN 2712-8318

Редколлегия

Сачков М.Е. (главный редактор), Вибе Д.З. (зам. главного редактора),
Бисикало Д.В., Барабанов С.И., Кузнецов Э.Д., Малков О.Ю., Машонкина Л.И.,
Фатеева А.М., Шематович В.И., Шустов Б.М.

Секретарь редколлегии Вибе Е.Д.

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

© ИНАСАН, 2023
© Коллектив авторов, 2023

INASAN Science Reports. Vol 8(2). M.: Janus-K, 2023, 64 pp.

ISSN 2658-5669

e-ISSN 2712-8318

Editorial Board

M.E. Sachkov (Editor-in-Chief), D.S. Wiebe (Deputy Editor-in-Chief),
D.V. Bisikalo, S.I. Barabanov, E.D. Kuznetsov, O.Yu. Malkov, L.I. Mashonkina,
A.M. Fateeva, V.I. Shematovich, B.M. Shustov.

Staff Editor E.D. Wiebe

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.

© INASAN, 2023
© Author team, 2023

Научное издание

**Научные труды
Института астрономии РАН.
Том 8 (2)**

Сдано в набор 31.10.2023. Подписано в печать 31.10.2023
Формат 60х90/8. Бумага офсетная.
Уч.-изд. п.л. 8,0. Физ. п.л. 8,0. Тираж 100. Заказ №4825

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

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



О материалах номера

Институт астрономии РАН, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, МГУ им. М.В. Ломоносова (ГАИШ МГУ) и Международная общественная организация «Астрономическое общество» (АстрО) выступили инициаторами проведения Всероссийской конференции с международным участием «Физика звёзд: теория и наблюдения», которая с успехом прошла 26–30 июня 2023 года в ГАИШ МГУ. Конференция продолжила традиции, заложенные конференциями по физике звёздных атмосфер, регулярно проводившимися с 1976 года сначала в Советском Союзе, а затем в России, Украине, Азербайджане.

Тематика нашей конференции касалась проблем в таких областях, как наблюдения звёзд, определение фундаментальных параметров звёзд, моделирование атмосфер звёзд и формирования спектров, исследования магнитных полей, вспышечной активности звёзд, околозвёздных дисков и экзопланет, переменных и пульсирующих звёзд, тесных двойных систем, поздних стадий эволюции звёзд и компактных объектов. По каждому из направлений были заслушаны обзорные, тематические и устные доклады, всего 63 доклада, и представлены 30 стендовых докладов. Научная программа была дополнена вечерней научно-популярной лекцией «Тёмное и спокойное небо», прочитанной чл.-корр. РАН Б.М. Шустовым. Программу заседаний можно найти на сайте конференции <https://agora.guru.ru/stars-2023>.

В конференции приняли участие 108 человек, из них 75 — в очном формате. Это представители 16 российских астрономических институтов и обсерваторий, а также учёные из Азербайджана, Армении и Узбекистана. С удовлетворением отмечаем, что почти 40% участников (42 человека) — молодые люди в возрасте до 35 лет, и большинство из них участвовали в очном формате.

Все статьи, представленные в этом и следующем выпусках «Научных трудов Института астрономии РАН», подготовлены по материалам докладов конференции «Физика звёзд: теория и наблюдения».

Со-председатели организационного комитета конференции
чл.-корр. РАН Постнов К.А.
д.ф.м.н. Самусь Н.Н.
д.ф.м.н. Сачков М.Е.

Эволюция физических параметров вспышки SOL 2012-07-05 по оптическим наблюдениям в линиях водорода

Купряков Ю.А.^{1,2}, Бычков К.В.², Белова О.М.², Горшков А.Б.²

¹Астрономический институт Чешской академии наук, Ондřejов, Чехия

²Астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Целью работы является изучение поведения потоков излучения в линиях бальмеровской серии водорода в процессе развития вспышки и сравнение результатов с расчетными значениями. Наблюдения проводились на горизонтальной солнечной установке HSFA-2 (Ondřejov observatory). Из наших наблюдений мы выбрали вспышку 2012-07-05 класса M1.8 в активной области NOAA 11515. Особенность вспышки состоит в том, что она произошла в полутени большого пятна, что потребовало разработки новой оригинальной методики обработки спектров. Также, впервые за все время наших наблюдений, мы обнаружили резонансную линию нейтрального алюминия 3961.54 Å в излучении. Для определения возможных механизмов свечения в линиях был рассчитан поток излучения в предположении медленного прогрева газа, более сильного в данной области, чем в соседних, а также по совместному действию нагрева снизу и потока сверхтепловых частиц сверху. Мы выполнили расчеты в рамках модели набора однородных слоев газа, подбирая их параметры таким образом, чтобы теоретические потоки излучения оказались близки наблюдаемым. Так, например, для момента 10:46:58 UT первый слой имеет концентрацию $N = 2.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, высоту $H = 2000 \text{ км}$, электронную температуру $T = 9000 \text{ К}$, а второй слой — $N = 3.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $H = 1500 \text{ км}$, $T = 18500 \text{ К}$. При таких параметрах наблюдаемые и рассчитанные потоки в линиях H α , H β , H ϵ бальмеровской серии водорода совпадают. Приведены наблюдаемые потоки в спектральных линиях и расчетные значения в процессе развития вспышки. Проведен анализ полученных результатов.

Поступила в редакцию 11.07.2023 г. Принята в печать 31.07.2023 г.

Ключевые слова: солнечная вспышка, серия Бальмера

Evolution of the physical parameters of the SOL 2012-07-05 flare based on optical observations in hydrogen lines

Kupryakov Yu.A.^{1,2}, Bychkov K.V.², Belova O.M.², Gorshkov A.B.²

¹Astronomical Institute AS CR, Ondřejov, Czech Republic

²Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, Russia

The aim of this work is to study the behavior of radiation fluxes in lines hydrogen Balmer series during the development of a flare and comparison of the results with calculated values. Observations were carried out on a horizontal solar installation of HSFA-2 (Ondřejov observatory). From our observations, we chose the 2012-07-05 class M1.8 flare in the NOAA 11515 active region. A feature of the flare is that it occurred in the penumbra of a large spot, which required the development of a new original method of spectra's processing. Also, for the first time in our observations, we found a resonance line of neutral aluminium 3961.54 Å in emission. To determine the possible mechanisms of luminescence in the lines, the radiation flux was calculated under the assumption of slow heating of the gas, stronger in this area than in neighboring ones, as well as in the joint action of heating from below and the flow of suprathermal particles from above. We have performed calculations within the framework of the model of a set of homogeneous gas layers, selecting their parameters in such a way to match the theoretical radiation fluxes with the observed ones. For example, for the moment 10:46:58 UT the first layer has a concentration of $N = 2.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, thickness $H = 2000 \text{ km}$, electron temperature $T = 9000 \text{ K}$, and the second layer is $N = 3.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $H = 1500 \text{ km}$, $T = 18500 \text{ K}$. With these parameters, the observed and calculated fluxes in the lines H α , H β , H ϵ of the Balmer series are matched. The analysis of the results is carried out.

Received 11.07.2023. Accepted 31.07.2023.

Keywords: solar flare, Balmer series

DOI: 10.51194/INASAN.2023.8.2.001

1. Введение

Несколько десятилетий предполагалось, что солнечные вспышки происходят в достаточно плотных слоях солнечной атмосферы, где концентрация плазмы составляет $10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$, и в связи с этим обычно использовалось понятие «хромосферная вспышка». Затем происхождение вспышек стали связывать с реализацией процесса магнитного пересоединения в короне, а нагрев хромосферы — с проникновением ускоренных электронов из короны в хромосферу. В этом случае, очевидно, необходима подходящая конфигурация магнитного поля, чтобы возник процесс пересоединения. Для корональных магнитных петель обычно предполагается, что такая конфигурация возникает над петлей при образовании «каспа» — области, где магнитное поле вытягивается потоком плазмы и образуется нейтральный токовый слой. Вместе с тем, довольно часто процесс вспышки происходит без образования «каспа». Наблюдаются случаи, когда «касп» образуется после импульсной фазы вспышки, т. е. проявляется как «продукт» вспышки. Указанные особенности свидетельствуют о том, что в корональных петлях магнитное пересоединение не является, по-видимому, единственно

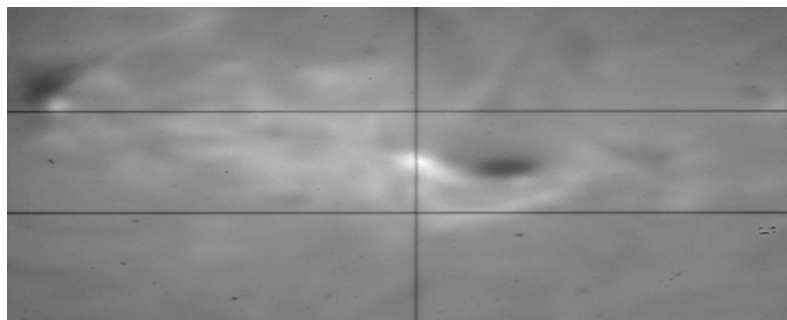


Рис. 1: Изображение активной области на щели спектрографа (вертикальная линия соответствует положению щели спектрографа) и две горизонтальные реперные линии.

возможным механизмом происхождения вспышек, и что существуют также и другие причины возникновения вспышечного процесса.

Недавнее обнаружение тонких магнитных петель в хромосфере с температурой около миллиона градусов [1], из оснований которых наблюдались выбросы горячей плотной плазмы, свидетельствует о возможности нагрева плазмы и ускорения частиц непосредственно в хромосфере. Дополнительным фактором возникновения в хромосфере спорадических процессов ускорения частиц и нагрева плазмы может служить обнаружение мощного терагерцового излучения из активных областей [2]. Анализ показывает [3], что наиболее вероятен для терагерцового излучения плазменный механизм, реализующийся в плотных компактных и очень горячих источниках, расположенных на хромосферных уровнях с концентрацией плазмы порядка $10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Указанные обстоятельства в значительной степени определяют интерес к механизмам нагрева хромосферы.

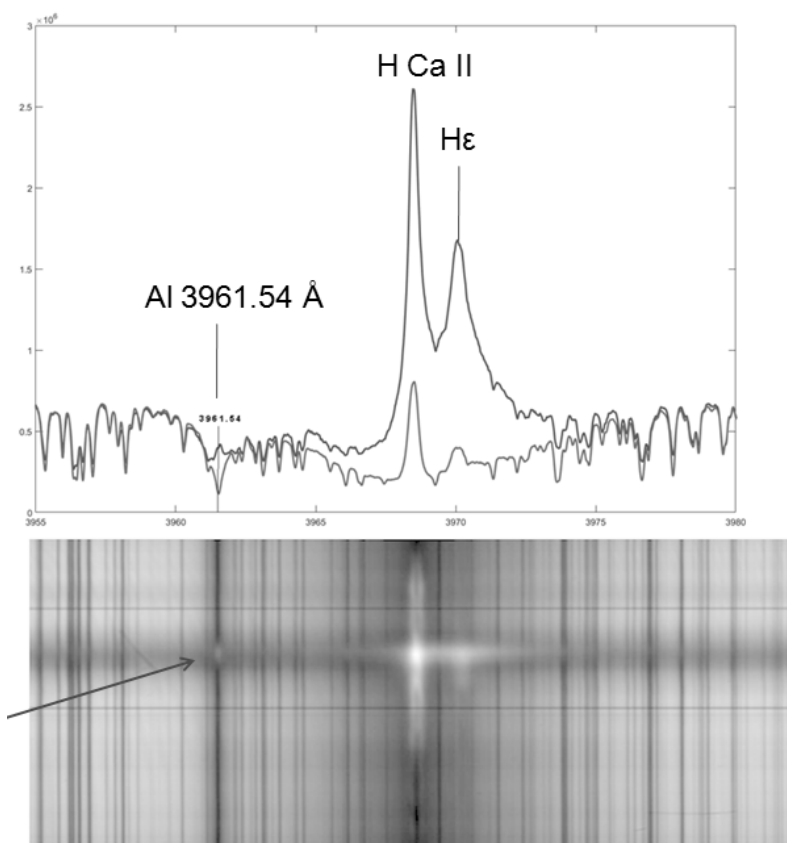
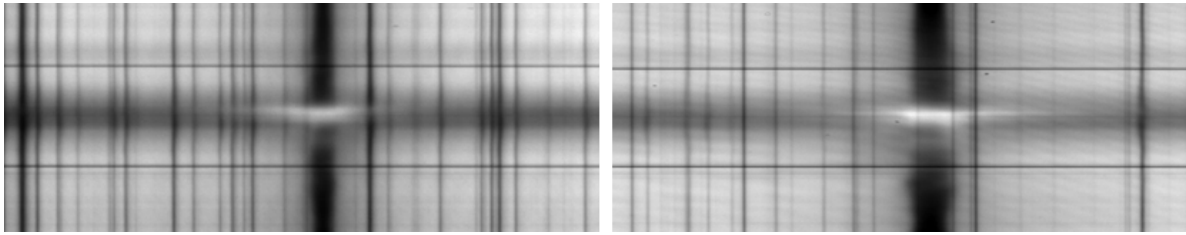


Рис. 2: Спектр в линии CaII H, где также видны линии Al 3961.54 Å и Hε. Вверху над спектром пример фотометрического разреза в активной и спокойной областях хромосферы. Стрелкой отмечена область эмиссии резонансной линии нейтрального алюминия 3961.54 Å.

Рис. 3: Спектры в линиях $H\beta$ (слева) и $H\alpha$.

2. Наблюдения и обработка спектров

Все спектральные наблюдения были получены на обсерватории Чешской академии наук (Ondřejov) на горизонтальной установке для исследования Солнца — Horizontal-Sonnen-Forschungs-Anlage (HSFA-2, 500 mm / 35 m). Объектом наблюдений была солнечная вспышка класса M1.8 в активной области NOAA 11515 с координатами S17 W37. В ходе наблюдений были получены спектры в линиях $H\alpha$, $H\beta$ и $H\epsilon$ (рис. 1, 2, 3). Мы также использовали данные SDO AIA и рентгеновские наблюдения на GOES для отбора моментов из данных наблюдений, которые приведены в табл. 1.

После того, как спектры были откалиброваны с учетом темнового тока и кадров плоского поля (flat field), были определены потоки излучения в линиях Бальмера (рис. 4, табл. 1).

Таблица 1: Значения интегральных потоков в линиях, эрг/с/см², для каждого момента времени.

Время UT	10:46:58	10:47:50	10:48:23	10:49:34	10:52:44
$H\alpha$	6.46e+7	7.72e+7	7.68e+7	6.69e+7	3.57e+7
$H\beta$	7.31e+7	7.85e+7	8.41e+7	6.78e+7	2.98e+7
$H\epsilon$	3.98e+7	4.11e+7	4.34e+7	3.10e+7	1.40e+7

3. Модель и метод расчетов

Мы приняли модель газа, прозрачного в непрерывном спектре оптического диапазона, но испытывающего возможное самопоглощение в частотах спектральных линий. Населенности дискретных уровней и состояние ионизации химических элементов, необходимые для расчета потока линейчатого излучения, определялись путем решения уравнений баланса, записанных для 12 уровней атома водорода. Учитывались типичные (например, книга [4]) для рассматриваемых объектов процессы: связанно-свободные, свободно-связанные и связанно-связанные ударные и радиационные переходы. Подробное изложение применяемого нами алгоритма описано в статье [5]. Атомные данные для водорода взяты из статьи [6]. Расчет переноса излучения выполнен в рамках модели вероятности выхода фотона Соболева-Холстейна-Бибермана [7, 8, 9]; для линий

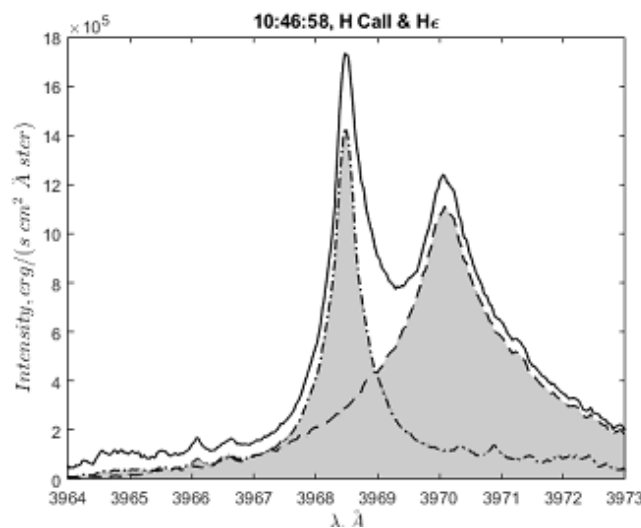
Рис. 4: Пример определения потоков в линиях $H\alpha$ и $H\epsilon$.

Таблица 2: Расчетные значения интегральных потоков F в линиях $H\alpha$, $H\beta$ и $H\epsilon$ (эрг/с/см²), а также толщины слоя H (км), концентрации водорода N (см⁻³) и температуры T (К) для первого и второго слоев в каждый момент времени.

Время UT	10:46:58	10:47:50	10:48:23	10:49:34	10:52:44
H_1	2.00e+03	1.50e+03	1.60e+03	1.80e+03	6.50e+02
N_1	2.50e+12	4.50e+12	2.20e+12	3.27e+12	7.00e+11
T_1	9000	17100	7500	17600	8000
H_2	1.50e+03		1.50e+03		2.00e+03
N_2	3.20e+12		4.04e+12		1.60e+12
T_2	18500		18300		13000
$F\alpha$	6.46e+07	7.72e+07	7.68e+07	6.69e+07	3.57e+07
$F\beta$	7.31e+07	7.85e+07	8.41e+07	6.78e+07	2.98e+07
$F\epsilon$	3.98e+07	4.11e+07	4.34e+07	3.10e+07	1.40e+07

водорода применили свертку контуров Доплера и Хольцмарка. Излучение фотосферы в оптическом диапазоне имитируется моделью черного тела с температурой 5500 К. Температура и плотность слоев подбирались такими, чтобы теоретические потоки излучения в линиях соответствовали наблюдаемым.

Наши расчеты в рамках учитываемых выше процессов показали, что наблюдаемые потоки в линиях нельзя объяснить в модели одного однородного слоя ни при каких сочетаниях температуры, плотности и толщины слоя газа. Поэтому интерпретацию всех эпизодов мы выполнили в предположении неоднородного газа. Неоднородность имитировалась в виде расположенных друг за другом на луче зрения однородных слоев с разными значениями толщины, плотности и температуры.

В табл. 2 для выбранных моментов времени приведены расчетные параметры двух слоев: толщина слоя H , концентрация водорода N , электронная температура T , а также значения потоков $F\alpha$, $F\beta$, $F\epsilon$ в спектральных линиях $H\alpha$, $H\beta$ и $H\epsilon$, соответственно. На рис. 5 графически представлены данные табл. 1 и 2.

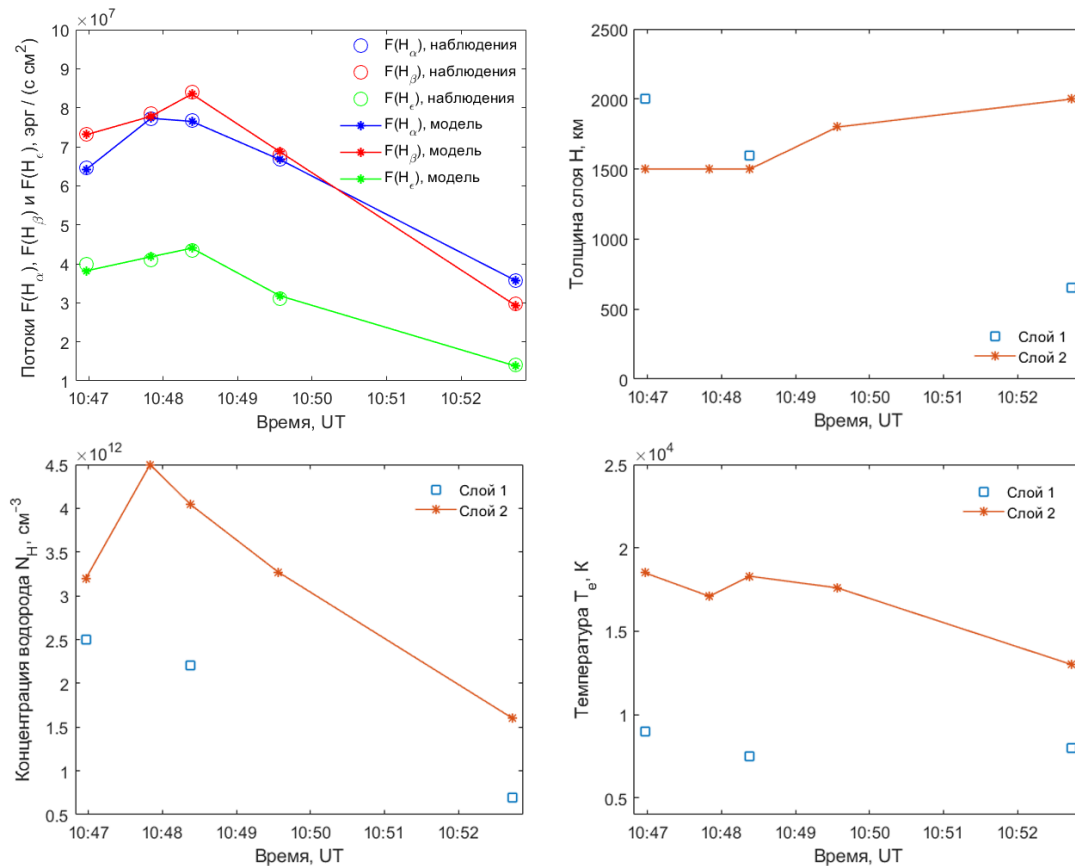


Рис. 5: Результаты расчета потоков (даны в сравнении с данными наблюдений), толщины слоя H , концентрации водорода N и температуры T .

4. Выводы

1. Следует отметить, что вспышка в процессе своего развития за короткий период порядка 5 мин претерпела сильные изменения структуры, заметные как в линии 1600 \AA (данные SDO AIA), так и в линии $H\alpha$ (наши наблюдения).
2. Из таблицы следует, что для моментов наблюдений 10:47:50 и 10:49:34 теоретическое воспроизведение потоков, полученных из наблюдений, достигается применением в расчетах одного слоя, а для оставшихся трех потребовалось добавить второй слой. Мы думаем, что это связано с неоднородностью вспышки.
3. Для моментов 10:46:58, 10:48:23 и 10:52:44 сложнее. Внизу газ с сильной $H\epsilon$, сверху — слой с малым отношением потоков в $H\alpha$ и $H\beta$ (~ 0.98). Первый слой (ближний к наблюдателю) — слабая $H\alpha$, поглощение $H\alpha$, $H\beta$, $H\epsilon$. Второй слой (дальний) — сильная $H\epsilon$.
4. Объяснение наблюдений в модели газа, нагреваемого внешним источником, говорит о переменности и неоднородности не только нагреваемого газа, но и источника нагрева. Неоднородный переменный источник энергии слегка перемещается и питает энергией соседний участок мишени с иным распределением плотности.

Авторы благодарят коллективы RHESSI, GOES, SDO и Ondřejov Observatory за предоставленную возможность проведения наблюдений и использования данных.

Список литературы

1. H. Ji, W. Cao, and P. R. Goode, *Astrophys. J. Lett.*, **750**, L25, 2012.
2. P. Kaufmann, E. Correia, J. E. R. Costa, and A. M. Zodi Vaz, *Astron. and Astrophys.*, **157**, 11, 1986.
3. V. V. Zaitsev, A. V. Stepanov, and V. F. Melnikov, *Astron. Lett.*, **39**, 650, 2013.
4. L. Biberman, V. Vorobiev, and I. Jakubov, *Kinetika neravnovesnoy nizkotemperaturnoy plazmy* (1982).
5. O. Belova and K. Bychkov, *Astrophysics*, **60**, 111, 2017.
6. L. Johnson, *Astrophys. J.*, **174**, 227, 1972.
7. L. Biberman, *ZhETF*, **17**, 416, 1947.
8. T. Holstein, *Physical Review*, **72**, 1212, 1947.
9. T. Holstein, *Physical Review*, **83**, 1159, 1951.

Наблюдения магнитных белых карликов с экстремально сильными магнитными полями

Аитов В.Н., Валявин Г.Г.

Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

Магнитные поля белых карликов, напряженность которых может достигать нескольких сотен мегагаусс, вызывают значительную круговую поляризацию в континуумах их спектров, что удобно для поиска новых магнитных белых карликов (МБК) посредством фотополаризационных наблюдений в моде круговой поляризации. В САО РАН была проведена серия таких наблюдений с использованием мультимодального фотометра-поляриметра (ММПП) на телескопе Цейсс-1000. Для апробации метода и в качестве стандартов были проведены наблюдения ряда известных МБК с экстремально сильными магнитными полями. В настоящем исследовании представлены наблюдательные данные по двум МБК — GRW+708247 и WD1312+098. Сравнение полученных новых данных наблюдений с опубликованными тремя десятилетиями ранее позволило сделать вывод о том, что магнитные поля этих двух звезд не меняют своей структуры на шкале десятков-сотен лет.

Поступила в редакцию 01.08.2023 г. Принята в печать 23.08.2023 г.

Ключевые слова: белые карлики, магнитные поля

Observations of magnetic white dwarfs with extremely strong magnetic fields

Aitov V.N., Valyavin G.G.

Special Astrophysical Observatory RAS, Nizhnij Arkhyz, Russia

The magnetic fields of white dwarfs, whose intensity may reach several hundred megagauss, cause significant circular polarization in their continuous spectra, which is convenient for searching for new magnetic white dwarfs (MWDs) by means of photopolarization observations in the circular polarization mode. A series of such observations was carried out at SAO RAS using the multimode photometer-polarimeter (MMPP) mounted on the Zeiss-1000 telescope. To test the method and standards, observations of a set of known MWDs with extremely strong magnetic fields were conducted. In this study we present the observed data for two MWDs: GRW+708247 and WD1312+098. A comparison of the newly obtained observational data with those published three decades earlier allowed us to conclude that the magnetic fields in these two stars do not change their structure on a time scale of tens of years and longer.

Received 01.08.2023. Accepted 23.08.2023.

Keywords: white dwarfs, magnetic fields

DOI: 10.51194/INASAN.2023.8.2.002

1. Введение

Факт существования на белых карликах крупномасштабных магнитных полей экстремально больших величин (сотни мегагаусс) был впервые установлен Кемпом [1] в поляризационных наблюдениях одиночного белого карлика GRW+708247. С тех пор поиск магнитных белых карликов проводился в многочисленных других исследованиях [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12]. Набор достаточно большого количества известных МБК для различных возрастов позволил оценить на наблюдательном материале существования зависимости величины магнитного поля белого карлика от эффективной температуры — магнитное поле увеличивается с возрастом. Что не подтверждает теоретические данные о затухании магнитного поля на белых карликах лет [13]. Для исследования этого и других особенностей эволюции магнитных полей МБК нами [14] начата программа фотополариметрического мониторинга известных МБК, в том числе с известной кривой переменности круговой поляризации. Одной из целей программы был тест на вековую стабильность крупномасштабных магнитных полей на белых карликах.

2. Наблюдения

Наблюдения проводились на телескопе Цейсс-1000, на приборе фотометре-поляриметре ММПП [15, 16]. Подробное описание наблюдений и редукации данных описано в [14]. Для анализа были взяты наблюдения которые проводились с февраля 2019 г. по сентябрь 2020 г. и в ноябре-декабре 2022 г.

2.1. GRW+708247

Магнитное поле на этом объекте открыто Кемпом в 1970 г. Круговая поляризация по спектру составляет примерно 3%. Это подтверждается многочисленными наблюдениями [17, 18, 19]. Результаты наблюдений приведены в табл. 1. Несмотря на значимые отклонения в сторону занижения результата у двух наблюдений (JD=2458833.12, 2458981.53) по погодным условиям, среднее значение круговой поляризации объекта составляет $\sim 3\%$, что хорошо согласуется с данными других авторов.

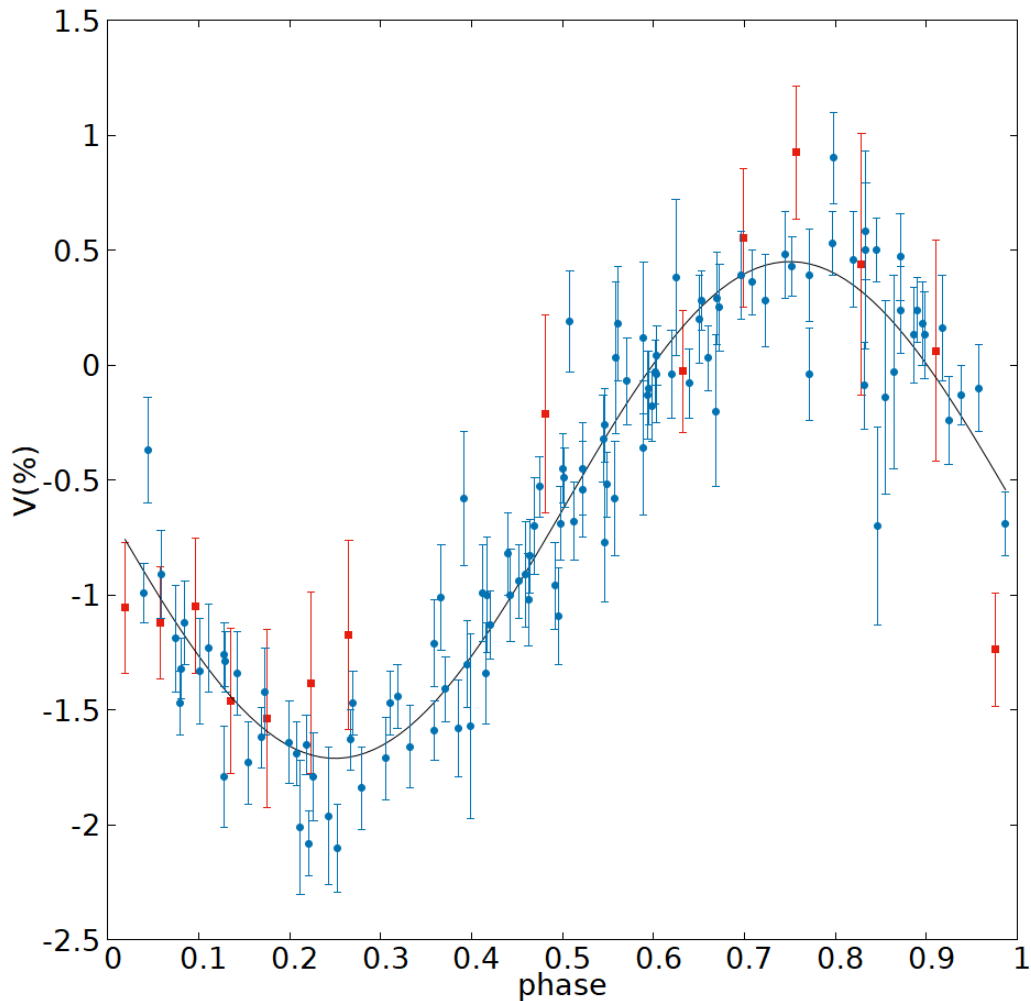


Рис. 1: Фазовая кривая WD1312+098. Красные квадраты — наши данные, синие кружки — [10], черная линия — аппроксимация по данным [10].

2.2. WD1312+098

Круговая поляризация этого объекта была подробно исследована Шмидтом [10] в наблюдениях с 1979 по 1989. Была обнаружена значительная переменность. В той же работе приводится аппроксимация наблюдательных данных, описываемая формулой:

$$V = \langle V \rangle + K_v \sin(2\pi(T - T_0)/P), \quad (1)$$

где период $P = 5.428394 \pm 0.000012$ часа, $T_0 = 2444014.76$ JD, $K_v = 1.08 \pm 0.05\%$, $\langle V \rangle = -0.63 \pm 0.04\%$.

На рис. 1 изображена свертка результатов наблюдений WD1312+098 с данным периодом. Наши наблюдения отмечены красными точками, данные [10] — синими. Также на график нанесена приведенная выше аппроксимация старых данных. Из графика видно, что новые данные хорошо согласуются литературными.

3. Выводы

Проведены измерения круговой поляризации для двух известных магнитных белых карликов — GRW+708247 и WD1312+098. Наши результаты (табл. 1 и рис. 1) хорошо согласуются с известными поляриметрическими измерениями других авторов, выполненными более тридцати лет тому назад. Это служит аргументом в пользу того, что структура магнитных полей этих белых карликов остается неизменной на временах десятков и более лет. Стабильность магнитосфер этих белых карликов и, в свою очередь, предсказуемое поведение наблюдаемой континуальной поляризации в их спектрах, позволяет нам начать систематическое спектрополяриметрическое исследование таких МБК для создания списка стандартов круговой поляризации (стандартов круговой поляризации до сих пор не существует).

Таблица 1: Результаты поляриметрических наблюдений GRW+708247.

JD	Экспозиция, часы	P	σ
2458627.50	0.6	0.0315	0.0006
2458711.43	0.6	0.0308	0.0007
2458771.18	0.6	0.0315	0.0009
2458772.17	0.9	0.0345	0.0006
2458833.12	0.3	0.0271	0.0008
2458981.53	0.5	0.0284	0.0007
2459007.50	0.6	0.0306	0.0006
2459008.51	0.6	0.0306	0.0006
2459091.38	1.24	0.0326	0.0003
2459096.22	1.25	0.0314	0.0005
2459888.36	1.41	0.0345	0.0007
2459890.16	1.88	0.0320	0.0005
2459920.18	1.81	0.0354	0.001
2459921.37	1.89	0.0319	0.0014
Итоговое среднее значение		0.0318	0.0002

Список литературы

1. J. C. Kemp, J. B. Swedlund, J. D. Landstreet, and J. R. P. Angel, *Astrophys. J. Lett.*, **161**, L77, 1970.
2. K. A. Antonyuk, S. V. Kolesnikov, N. V. Pit, G. G. Valyavin, A. F. Valeev, T. E. Burlakova, and G. A. Galazutdinov, *Astrophysical Bulletin*, **71**, 475, 2016.
3. K. A. Antonyuk, G. G. Valyavin, A. F. Valeev, S. V. Karpov, et al., *Astrophysical Bulletin*, **74**, 172, 2019.
4. R. Aznar Cuadrado, S. Jordan, R. Napiwotzki, H. M. Schmid, S. K. Solanki, and G. Mathys, *Astron. and Astrophys.*, **423**, 1081, 2004.
5. S. Bagnulo and J. D. Landstreet, *Astron. and Astrophys.*, **643**, A134, 2020.
6. S. Bagnulo and J. D. Landstreet, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **507**, 5902, 2021.
7. S. Bagnulo and J. D. Landstreet, *Astron. and Astrophys.*, **618**, A113, 2018.
8. S. Bagnulo, J. D. Landstreet, A. J. Martin, and G. Valyavin, *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*, **48**, 236, 2018.
9. S. O. Kepler, I. Pelisoli, S. Jordan, S. J. Kleinman, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **429**, 2934, 2013.
10. G. D. Schmidt and J. E. Norsworthy, *Astrophys. J.*, **366**, 270, 1991.
11. G. D. Schmidt and P. S. Smith, *Astrophys. J.*, **448**, 305, 1995.
12. G. Valyavin, S. Bagnulo, S. Fabrika, A. Reisenegger, G. A. Wade, I. Han, and D. Monin, *Astrophys. J.*, **648**, 559, 2006.
13. C. E. Wendell, H. M. van Horn, and D. Sargent, *Astrophys. J.*, **313**, 284, 1987.
14. V. N. Aitov, G. G. Valyavin, A. F. Valeev, G. S. Mitiani, et al., *Astrophysical Bulletin*, **77**, 301, 2022.
15. E. V. Emelyanov and T. A. Fatkhullin, in *9th All-Russian Sci. Conf. on Systemnyj sintez I prikladnaya sinergetika*, 223–228 (2019).
16. V. V. Komarov, A. S. Moskvitin, V. D. Bychkov, A. N. Burenkov, et al., *Astrophysical Bulletin*, **75**, 486, 2020.
17. J. D. Landstreet and J. R. P. Angel, *Astrophys. J.*, **196**, 819, 1975.
18. S. C. West, *Astrophys. J.*, **345**, 511, 1989.
19. A. V. Berdyugin, V. Piirola, S. Bagnulo, J. D. Landstreet, and S. V. Berdyugina, *Astron. and Astrophys.*, **657**, A105, 2022.

Образование быстро вращающихся Be-звезд в массивных тесных двойных системах

Старицин Е.И.

Астрономическая обсерватория УрФУ, Екатеринбург, Россия

Происхождение быстрого вращения классических Be-звезд до сих пор не имеет окончательного решения. В статье рассматривается закручивание аккрецирующего компонента тесной двойной системы, проходящей первую стадию обмена массой. Циркуляция вещества в меридиональной плоскости аккректора выносит часть момента импульса, поступившего в аккректор вместе с веществом, к поверхности аккректора. Эта часть тем больше, чем больше темп поступления момента импульса в аккректор, и может быть отведена от аккректора диском. Если содержание момента импульса в аккрецируемом веществе больше половины кеплеровского значения, момент импульса, полученный аккректором на стадии обмена массой, не зависит от темпа поступления момента импульса. Аккректор может иметь характеристики Be-звезды сразу после окончания обмена массой.

Поступила в редакцию 04.07.2023 г. Принята в печать 31.07.2023 г.

Ключевые слова: звезды, двойные, Be-звезды

Formation of rapidly rotating Be stars in massive close binary systems

Staritsin E.I.

Astronomical Observatory of UrFU, Yekaterinburg, Russia

The origin of the rapid rotation of classical Be stars still has no definitive solution. The article deals with the rotation of the accreting component of a close binary system passing through the first stage of mass exchange. The circulation of matter in the meridional plane of the accretor carries part of the angular momentum received by the accretor together with the gained mass to the surface of the accretor. This part is the greater, the greater the rate of arrival of angular momentum in the accretor, and can be diverted away from the accretor through a disk. If the angular momentum content in the accreted mass is greater than half of the Keplerian value, the angular momentum obtained by the accretor at the mass exchange stage does not depend on the rate of arrival of the angular momentum. The accretor can have the characteristics of an Be-star immediately after the end of the mass exchange.

Received 04.07.2023. Accepted 31.07.2023.

Keywords: stars, binaries, Be-stars

DOI: 10.51194/INASAN.2023.8.2.003

1. Введение

К Be-звездам относят ОВА звезды, у которых наблюдается или ранее наблюдалась эмиссия в бальмеровских линиях водорода [1]. Эти звезды не являются сверхгигантами и обладают быстрым вращением. Скорости вращения Be-звезд раннего спектрального подкласса (B3-O9) находятся в широком диапазоне значений. Нижняя граница диапазона заключена в пределы 40%–60% от кеплеровской скорости, верхняя — 90%–100% [2]. Происхождение больших скоростей вращения Be-звезд до сих пор не ясно.

Молодые B-звезды ранних спектральных подклассов характеризуются пониженными скоростями вращения [3]. В то же время до 70% этих звезд наблюдаются в двойных и кратных системах [4, 5]. С учетом эффектов селекции можно ожидать, что все B-звезды ранних спектральных подклассов образуют двойные и кратные системы. В процессе эволюции двойные системы проходят через стадию обмена массой. Возможно, в результате обмена массой аккрецирующие компоненты двойных систем получают быстрое вращение. Наблюдаемая численность Be-звезд в Галактике воспроизводится методами синтеза популяций в этом предположении [6, 7, 8].

В данной работе исследуется реакция компонента двойной системы на аккрецию вращающегося вещества. Состояние вращения аккректора изучено в зависимости от скорости поступления момента импульса как на стадии докритического вращения поверхности аккректора, так и на стадии критического вращения.

2. Постановка задачи

Наблюдения двойных систем на стадии обмена массой [9] и расчеты гидродинамики перетекания массы между звездами пары [10, 11] показывают наличие диска около аккрецирующей звезды. В начале аккреции скорость вращения поверхности звезды меньше, чем в диске. На границе звезды и диска образуется пограничный слой, в котором скорость вращения аккрецируемого вещества уменьшается от максимального значения в диске до скорости вращения поверхности звезды [12]. Уменьшение скорости вращения возможно

в случае отвода момента импульса от внутреннего края диска. Механизмом отвода может быть турбулентность [12]. Таким образом, на стадии докритического вращения аккректора момент импульса поступает в аккректор по двум каналам: вместе с веществом, имеющим такую же скорость вращения, как поверхность аккректора, и вследствие турбулентности. Скорость поступления момента импульса вследствие турбулентности определяется различием максимальной скорости вращения в диске Ω_{\max} и скорости вращения поверхности аккректора Ω_s :

$$\frac{dJ}{dt} = \frac{2}{3}R^2(\Omega_{\max} - \Omega_s)\dot{M}, \quad (1)$$

dJ/dt — скорость поступления момента импульса в аккректор, R — размер аккректора, \dot{M} — скорость аккреции массы.

На стадии критического вращения поверхности аккректора, скорость вращения в диске убывает с удалением от аккректора. Турбулентность в диске отводит момент импульса наружу, поэтому масса и момент импульса аккректора могут возрасти и в этом случае [12, 13].

Сдвиговое течение вещества в пограничном слое характеризуется сверхзвуковыми скоростями в направлении перпендикулярном к радиальному. В таком течении могут генерироваться акустические волны, которые переносят момент импульса как в верхний слой аккректора, так и во внешнюю часть диска [14, 15]. В этом случае скорость переноса момента импульса из пограничного слоя в аккректор становится меньше. Наблюдаемая скорость вращения в аккреционных дисках некоторых двойных систем меньше кеплеровской [9, 16, 17, 18]. Гидродинамические расчеты течения вещества в дисках таких систем так же дают докеплеровское вращение [11, 19, 20]. Несмотря на то, что данные наблюдений и расчетов относятся в основном к Алголям, необходимо предусмотреть возможность аккреции вещества с докеплеровской скоростью вращения.

Мы рассмотрели следующие варианты поступления момента импульса в аккректор.

1. Вариант предельно эффективного переноса момента импульса из пограничного слоя в аккректор на стадии докритического вращения. Скорость поступления момента импульса в аккректор определяется согласно (1). Рассмотрен случай, когда максимальная скорость вращения в диске составляет 80% кеплеровского значения, определенного на экваторе аккректора.
2. Вариант предельно не эффективного переноса момента импульса из пограничного слоя в аккректор. Источник момента импульса (1) отсутствует. Рассмотрено четыре случая, когда максимальная скорость вращения в диске составляет 80%, 60%, 40% и 20% кеплеровской скорости.

Перенос момента импульса в недрах аккректора учитывается в рамках модели слоистого (shellular) вращения [21]. Произвольная поверхность постоянного давления вращается практически твердотельно. Угловая скорость в лучистых слоях аккректора может меняться в вертикальном направлении. Учтены два механизма переноса момента импульса: меридиональная циркуляция и сдвиговая турбулентность. Перенос момента импульса описывается законом сохранения момента импульса [22]:

$$\frac{\partial(\rho\varpi^2\Omega)}{\partial t} + \text{div}(\rho\varpi^2\Omega\mathbf{u}) = \text{div}(\rho\nu_V\varpi^2\text{grad}\Omega). \quad (2)$$

Скорость меридиональной циркуляции \mathbf{u} определяется из закона сохранения энергии в стационарном виде [23]:

$$\rho\Gamma\mathbf{u}\text{grad}s = \rho\varepsilon_n + \text{div}(\chi\text{grad}T) - \text{div}\mathbf{F}_h. \quad (3)$$

В этих уравнениях ρ и Ω — средние значения плотности и угловой скорости вращения на поверхности постоянного давления, ϖ — расстояние до оси вращения, t — время, ν_V — коэффициент турбулентной вязкости в вертикальном направлении, T — температура, s — удельная энтропия; ε_n — темп ядерного энерговыделения; χ — коэффициент температуропроводности; \mathbf{F}_h — турбулентный поток энергии: $\mathbf{F}_h = -\nu_h\rho T\partial s/\partial\mathbf{i}_\theta$; ν_h — коэффициент турбулентной вязкости в горизонтальном направлении. Коэффициенты турбулентной вязкости определены в [24, 25, 26]. Предполагается, что конвективное ядро вращается твердотельно.

Уравнения (2) и (3) решаются совместно с уравнениями строения и эволюции звезды [27, 28, 29, 30].

3. Результаты

Рассмотрен обмен веществом в двойной системе с исходными массами компонентов $13.4 M_\odot$ и $10.7 M_\odot$ и периодом $P = 35^d$. К началу обмена веществом звезда с массой $10.7 M_\odot$ обладает медленным вращением, синхронным с орбитальным. Звезда с исходной массой $13.4 M_\odot$ теряет $10.5 M_\odot$ в тепловой шкале времени. Половина этой массы ($5.3 M_\odot$) выпадает на аккректор, другая — теряется из системы. Средний темп аккреции составляет $\sim 4.4 \times 10^{-4} M_\odot/\text{год}$.

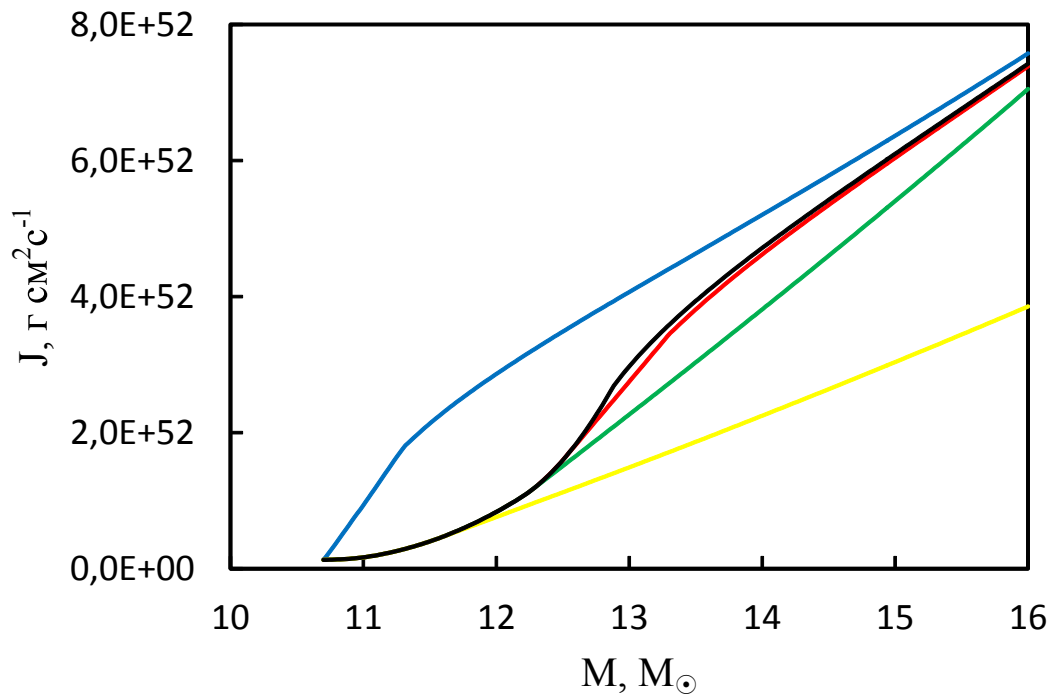


Рис. 1: Увеличение массы и момента импульса аккректора в процессе обмена веществом в случае, когда момент импульса поступает из пограничного слоя в верхние слои аккректора и максимальное содержание момента импульса в аккрецируемом веществе составляет 80% от кеплеровского значения (синия линия), а также в случаях, когда момент импульса из пограничного слоя не поступает и максимальное содержание момента импульса в аккрецируемом веществе составляет 80% (черная линия), 60% (красная линия), 40% (зеленая линия) и 20% (желтая линия) от кеплеровского значения.

В начале аккреции в подповерхностном слое аккректора образуется ячейка меридиональной циркуляции, в которой циркуляция переносит поступивший момент импульса от поверхности аккректора ко дну ячейки. Темп поступления момента импульса в аккректор превышает темпы переноса момента импульса в недрах одиночных звезд на ~ 5 порядков. Соответственно, скорость циркуляции во внешней ячейке на ~ 5 порядков больше, чем в одиночных звездах. Характерное время переноса момента импульса во внешней ячейке циркуляции сопоставимо с продолжительностью стадии обмена массой в двойной системе [31, 32]. В рассмотренном случае предельно эффективного переноса момента импульса из пограничного слоя в аккректор, а также в случаях предельно не эффективного переноса, когда максимальная скорость вращения в диске составляет 80% и 60%, скорость вращения поверхности звезды увеличивается до критического значения. Это происходит, когда масса аккректора возрастает до $11.3 M_{\odot}$, $12.9 M_{\odot}$ и $13.3 M_{\odot}$, соответственно.

На стадии критического вращения в аккрецированном веществе образуется еще одна ячейка циркуляции, в которой циркуляция переносит часть момента импульса аккрецированного вещества к поверхности аккректора [33]. Предполагается, что эта часть момента импульса отводится от звезды аккреционным диском [12, 13]. В результате отвода момента импульса аккрецированные слои сжимаются, как это обычно происходит при аккреции. Количество момента импульса, отводимого циркуляцией к поверхности звезды и теряемого звездой, тем меньше, чем меньше скорость поступления момента импульса в аккректор. Количество момента импульса, выведенное из аккректора за время обмена массой в двойной системе, составляет в рассмотренных случаях 9.7×10^{52} , 6.0×10^{52} и $3.0 \times 10^{52} \text{ г} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, соответственно. Момент импульса аккректора после окончания обмена массой в указанных случаях составляет 7.6×10^{52} , 7.4×10^{52} и $7.4 \times 10^{52} \text{ г} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$. Таким образом, момент импульса, полученный аккректором в процессе обмена массой, практически не зависит от эффективности поступления момента импульса из пограничного слоя на стадии докритического вращения и от содержания момента импульса в аккрецируемом веществе на стадии критического вращения (рис. 1). Меридиональная циркуляция выполнила роль регулятора, определяющего момент импульса аккрецирующего компонента двойной системы.

В случаях, когда максимальная скорость вращения в диске составляет 40% и 20% от кеплеровской, аккректор сохраняет весь момент импульса, поступивший с аккрецированным веществом. Скорость вращения поверхности аккректора остается меньше кеплеровской в течение всего времени обмена массой в двойной

системе. После окончания обмена массой в двойной системе момент импульса аккректора в этих случаях составляет 7.0×10^{52} и $3.8 \times 10^{52} \text{ г} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$.

Скорость вращения поверхности одиночной звезды с массой $16 M_{\odot}$ и моментом импульса $\sim 7.0 \times 10^{52} \text{ г} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ близка к кеплеровской в течение всей стадии горения водорода в ядре [29]. Поэтому, сразу после окончания обмена массой аккректор может иметь характеристики Ве-звезды. В случае, когда момент импульса равен $3.8 \times 10^{52} \text{ г} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, поверхностная скорость вращения одиночной звезды может превысит 60% от кеплеровского значения во время второй половины эволюции на главной последовательности [29]. Если приливное взаимодействие мало, то и в этом случае аккректор может приобрести характеристики Ве-звезды, но только по истечении длительного промежутка времени после окончания обмена массой.

4. Заключение

В результате аккреции вращающегося вещества в недрах аккректора образуются две ячейки, скорость меридиональной циркуляции в которых существенно больше, чем в одиночных звездах. На стадии докритического вращения образуется ячейка, в которой циркуляция переносит момент импульса аккрецированного вещества внутрь аккректора. На стадии критического вращения выше первой ячейки циркуляции образуется вторая ячейка, в которой циркуляция переносит часть момента импульса аккрецированного вещества к поверхности аккректора. Предполагается, что эта часть момента импульса может быть отведена от звезды аккреционным диском [12, 13].

В рассмотренном случае обмена массой, когда на аккректор выпадает половина массы, потерянной донором, состояние вращения аккректора после окончания обмена массой не зависит от эффективности поступления момента импульса с внутреннего края аккреционного диска и от содержания момента импульса в аккрецируемом веществе, если момент импульса аккрецируемого вещества превышает половину кеплеровского значения, определенного на границе аккректора. К окончанию стадии обмена массой аккректор получает вращение, типичное для классических Ве-звезд.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

Список литературы

1. J. Porter and T. Rivinius, *Proc. Astron. Soc. Pacif.*, **115**, 1153, 2003.
2. S. Cranmer, *Astrophys. J.*, **634**, 585, 2005.
3. W. Huang, D. Gies, and M. McSwain, *Astrophys. J.*, **722**, 605, 2010.
4. H. Sana, S. de Mink, A. de Koter, N. Langer, et al., *Science*, **337**, 444, 2012.
5. R. Chini, V. H. Hoffmeister, A. Nasser, O. Stahl, and H. Zinnecker, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **424**, 1925, 2012.
6. O. Pols, J. Cote, L. Waters, and J. Heise, *Astron. and Astrophys.*, **241**, 419, 1991.
7. Y. Shao and X.-D. Li, *Astrophys. J.*, **796**, 37, 2014.
8. B. Hastings, N. Langer, C. Wang, A. Schootemeijer, and A. Milone, *Astron. and Astrophys.*, **653**, A144, 2021.
9. M. Richards, A. Cocking, J. Fisher, and M. Conover, *Astrophys. J.*, **795**, 160, 2014.
10. D. Bisikalo, P. Harmanec, A. Boyarchuk, O. Kuznetsov, and P. Hadrava, *Astron. and Astrophys.*, **353**, 1009, 2000.
11. E. Raymer, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **427**, 702, 2012.
12. B. Paczynski, *Astrophys. J.*, **370**, 597, 1991.
13. G. Bisnovaty-Kogan, *Astron. and Astrophys.*, **274**, 796, 1993.
14. A. Dittmann, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **508**, 1842, 2021.
15. M. Coleman, R. Rafikov, and A. Philippov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **512**, 2945, 2022.
16. H. Cugier and P. Molaro, *Astron. and Astrophys.*, **140**, 105, 1984.
17. R. Kaitchuck, *Proc. Astron. Soc. Pacif.*, **100**, 594, 1988.
18. R. Kaitchuck, *Solar System Research*, **50**, 51, 1989.
19. J. Blondin, M. Richards, and M. Malinowski, *Astrophys. J.*, **445**, 939, 1995.
20. M. Richards and M. Ratliff, *Astrophys. J.*, **493**, 326, 1998.
21. J.-P. Zahn, *Astron. and Astrophys.*, **265**, 115, 1992.
22. J.-L. Tassoul, *Theory of Rotating Stars* (1978).
23. A. Maeder and J.-P. Zahn, *Astron. and Astrophys.*, **334**, 1000, 1998.
24. S. Talon and J.-P. Zahn, *Astron. and Astrophys.*, **317**, 749, 1997.
25. A. Maeder, *Astron. and Astrophys.*, **399**, 263, 2003.
26. S. Mathis, A. Palacios, and J.-P. Zahn, *Astron. and Astrophys.*, **425**, 243, 2004.
27. E. I. Staritsin, *Astronomy Reports*, **43**, 592, 1999.
28. E. I. Staritsin, *Astronomy Reports*, **49**, 634, 2005.
29. E. I. Staritsin, *Astronomy Letters*, **33**, 93, 2007.
30. E. I. Staritsin, *Astronomy Letters*, **35**, 413, 2009.
31. E. I. Staritsin, *Astrophys. and Space Sci.*, **364**, 110, 2019.
32. E. Staritsin, *Astron. and Astrophys.*, **646**, A90, 2021.
33. E. Staritsin, *Research in Astron. Astrophys.*, **22**, 105015, 2022.

Звезды Вольфа-Райе в двойных системах: моделирование кривых блеска

Антохина Э.А., Антохин И.И.

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

Современные методы синтеза кривых блеска и кривых лучевых скоростей позволяют определять физические параметры двойных систем различных типов. Нами предложен новый алгоритм синтеза кривых блеска систем, которые содержат два компонента со звездными ветрами. Проведенные численные расчеты показали сильную зависимость кривых блеска от параметров ветров. Это необходимо учитывать при анализе наблюдений двойных систем, в состав которых входят звезды ранних спектральных классов, обладающие сильными ветрами, например звезды O и WR.

Поступила в редакцию 27.07.2023 г. Принята в печать 18.08.2023 г.

Ключевые слова: тесные двойные системы, кривые блеска, звезды Вольфа-Райе

Wolf-Rayet stars in binary systems: modeling the light curves

Antokhina E.A., Antokhin I.I.

Sternberg Astronomical Institute of Moscow State University, Moscow, Russia

Modern synthesis methods for solving light and radial velocity curves make it possible to determine the physical parameters of binary systems of various types. We have proposed a new algorithm for solving light curves of systems that contain two components with stellar winds. Our numerical simulations showed a strong dependence of the light curves on the wind parameters. This should be taken into account when analyzing observations of binary systems that include early-type stars with strong winds, such as O and WR stars.

Received 27.07.2023. Accepted 18.08.2023.

Keywords: close binary stars, light curves, Wolf-Rayet stars

DOI: 10.51194/INASAN.2023.8.2.004

1. Введение

Тесные двойные системы (ТДС) являются одним из основных и самых надежных источников информации о фундаментальных параметрах звезд — их массах, радиусах и светимостях. Одним из основных инструментов исследования ТДС в настоящее время являются методы синтеза кривых блеска и кривых лучевых скоростей. Эти методы постоянно совершенствуются, создаются более сложные, нестандартные модели, позволяющие изучать новые типы объектов, учитывать дополнительные физические эффекты, чтобы лучше понимать процессы, происходящие в двойных системах.

Для анализа методами синтеза кривых блеска двойных систем, которые содержат компоненты O или WR с сильными звездными ветрами, исследователями часто используются модели, аналогичные модели Вилсона-Девиннея [1, 2]. В них предполагается, что двойная система состоит из звезд с тонкими атмосферами. В моделях некоторых авторов учитывается поглощение в звездном ветре в предположении постоянства его скорости (см. [3, 4, 5] и др.). Такое предположение упрощает расчеты, но в действительности скорость в звездном ветре горячих звезд переменна, что может существенно повлиять на результаты анализа. Это необходимо учитывать для корректного решения кривых блеска и определения параметров ТДС, включающих компоненты со звездными ветрами.

Отметим, что существует и принципиально другой метод анализа кривых блеска систем со звездами Вольфа-Райе, предложенный в [6] и усовершенствованный в последние годы [7, 8, 9, 10]. Метод заключается в использовании регуляризирующих алгоритмов для решения интегральных уравнений, описывающих затмения в системе. С этими алгоритмами получены надежные параметры ряда звезд WR в составе ТДС, но они могут применяться лишь к сравнительно разделенным двойным системам, форма компонентов которых близка к сферической. Использование возможностей методов синтеза позволит анализировать кривые блеска звезд с приливно-деформированными поверхностями.

2. Модель ТДС с двумя компонентами со звездными ветрами

Цель данной работы — обобщение нашей модели синтеза кривых блеска ТДС в модели Роша [11, 12] на случай, когда вокруг компонентов присутствуют протяженные атмосферы (звездный ветер). Модель с ветром вокруг одного компонента была предложена нами ранее [13].

Недавно с использованием этой модели нами был проведен анализ впервые полученной полной кривой блеска массивной двойной системы WR22 [14]. Наблюдения были выполнены с борта космического аппарата

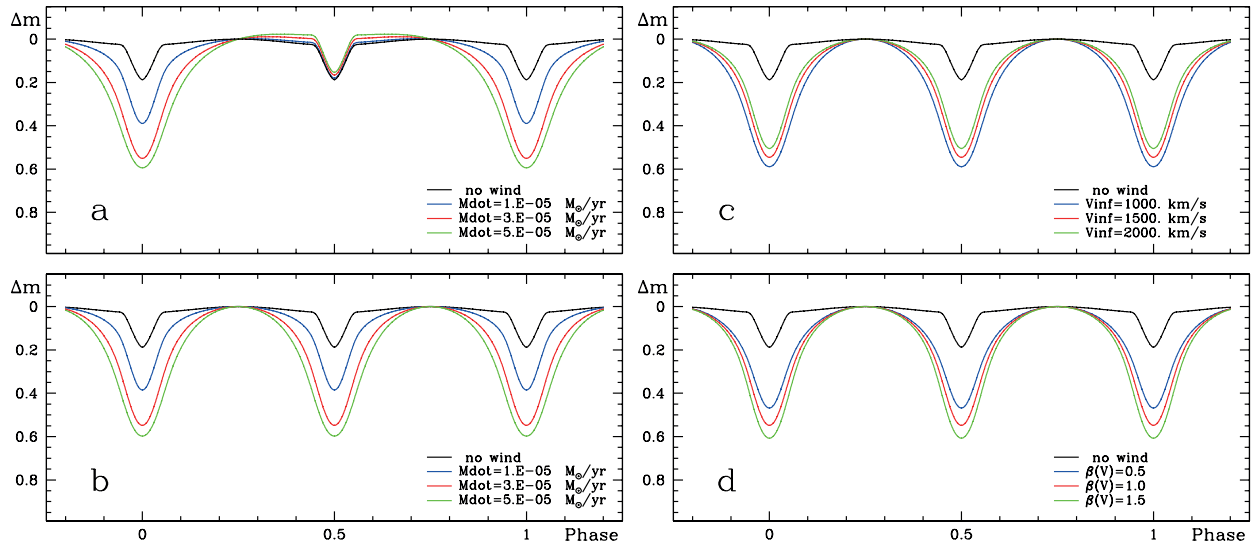


Рис. 1: Теоретические кривые блеска при различных параметрах звездного ветра для Модели 1 (см. табл. 1). а — ветер присутствует только у одного компонента; б, с, d — ветер присутствует у обоих компонентов. а, б — влияние на кривые блеска величины скорости потери массы \dot{M} ; с — влияние величины скорости ветра на бесконечности V_∞ ; d — влияние параметра β_V в законе скорости звездного ветра.

в течение трех орбитальных периодов ($P = 80^d$). Из-за большого эксцентриситета орбиты ($e = 0.6$), на кривой блеска присутствует единственный минимум глубиной $\sim 0^m.1$. Несмотря на наличие всего одного неглубокого минимума, при решении обратной задачи удалось достаточно надежно оценить основные параметры звезд и звездного ветра, уточнить значения масс компонентов: $M(\text{WN7}) \simeq 56.5 M_\odot$, $M(\text{OV}) \simeq 21.0 M_\odot$.

Таблица 1: Параметры Модели 1.

Параметр	Компонент 1, Компонент 2	Описание
Параметры двойной системы		
$M_1, M_2 (M_\odot)$	12	Массы звезд
$T_1, T_2 (K)$	35000	Средние эффективные температуры звезд
μ_1, μ_2	0.6	Коэффициенты заполнения полостей Роша ($\mu = 1$ для звезд, заполняющих критическую полость Роша в периастре)
i (град.)	75	Наклонение орбиты
P (дни)	5.0	Период
e	0.0	Эксцентриситет
ω	0.0	Долгота периастра, компонент 1
F_1, F_2	1.0	Коэффициенты асинхронности вращения
β_1, β_2	0.25	Коэффициенты гравитационного потемнения
A_1, A_2	1.0	Болометрические альбедо
x_1, x_2	1.0	Коэффициенты потемнения к краю
l_3	0.0	«Третий свет»
$\lambda (\text{\AA})$	4400	Эффективная длина волны монохроматической кривой блеска
Параметры ветра		
$\dot{M}_1, \dot{M}_2 (M_\odot/\text{год})$	$(1 - 5) \times 10^{-5}$	Темп потери массы
$V_\infty^1, V_\infty^2 (\text{км/с})$	1000 - 2000	Скорость звездного ветра на бесконечности
β_V^1, β_V^2	0.5 - 1.5	Параметр в законе скорости (β -закон)
μ_e, μ_e^2	2.0	Средний электронный молекулярный вес вещества в звездном ветре

Таблица 2: Параметры Модели 2.

Параметр	Компонент 1	Компонент 2
Параметры двойной системы		
$M (M_{\odot})$	12	18
$T (K)$	35000	42000
μ	0.7	0.9
i (град.)		85
P (дни)		5
e		0.2
ω		0
F	1.0	1.0
β	0.25	0.25
A	1.0	1.0
x	1.0	1.0
l_3		0
$\lambda (\text{\AA})$		4400
Параметры ветра		
$\dot{M} (M_{\odot}/\text{год})$	1×10^{-5}	5×10^{-5}
$V_{\infty} (\text{км/с})$	2000	800
β_V	1.0	1.0
μ_e	2.0	2.0

Было показано, что затмение в системе является комбинированным, то есть сочетанием геометрического и атмосферного затмения звезды OV звездой WN7 [14].

В текущей работе мы предлагаем алгоритм для расчета кривых блеска двойных систем, оба компонента которых имеют звездный ветер. В предлагаемом алгоритме можно использовать произвольный закон изменения скорости звездного ветра, в расчетах мы использовали общепринятый β -закон [15]. Источником непрозрачности ветров в оптическом континууме считается электронное рассеяние, которое преобладает в данном диапазоне (см. подробнее в [13]). Два ветра разграничивает контактная поверхность, форма которой рассчитывается из условия равенства динамического давления ветров.

Электронное рассеяние в звездном ветре данного компонента системы пропорционально величине

$$\tau_0 = \sigma_T \frac{\dot{M}}{4\pi m_p \mu_e a^2 V_{\infty}} a,$$

где \dot{M} — темп потери массы звездой, V_{∞} — скорость звездного ветра на бесконечности, μ_e — средний электронный молекулярный вес вещества в звездном ветре, который зависит от химического состава и степени ионизации, m_p — масса протона, a — размер орбиты (большой полуоси). Именно τ_0 является свободным параметром модели. Очевидно, что любая комбинация входящих в это выражение величин, дающая одинаковое значение τ_0 , приведет к идентичным кривым блеска. Тем не менее, для наглядности мы приводим на рис. 1 модельные кривые блеска в зависимости от \dot{M} и V_{∞} , чтобы проиллюстрировать, насколько меняются кривые блеска при характерных изменениях этих физических характеристик. Также варьировался параметр в законе скорости ветра β_V .

Исследование влияния поглощения в звездных ветрах проводилось в двух моделях. Модель 1 — разделенная двойная система на круговой орбите с компонентами, далекими от заполнения полостей Роша. Модель 2 — система с эллиптической орбитой и приливно-деформированными компонентами. Для Модели 1 параметры первого и второго компонента идентичны, что позволяет наглядно представить результаты и проверить программный код.

В процессе расчетов для каждой модели параметры звезд были зафиксированы, а параметры звездного ветра варьировались, причем параметры звездного ветра менялись поочередно в диапазонах $\dot{M} = 1 \times 10^{-5} - 5 \times 10^{-5} M_{\odot} / \text{год}$, $V_{\infty} = 1000 - 2000 \text{ км/с}$, $\beta_V = 0.5 - 1.5$. Когда один из параметров варьировался, значения других были зафиксированы: $\dot{M} = 3 \times 10^{-5} M_{\odot} / \text{год}$, $V_{\infty} = 1500 \text{ км/с}$, $\beta = 1.0$. Также мы полагали, что звездный ветер состоит из полностью ионизованного гелия, то есть $\mu_e = 2.0$. Параметры моделей и их описания приведены в табл. 1 и 2.

Расчеты показали, что форма модельных кривых блеска существенно зависит от значений параметров звездного ветра \dot{M} , V_{∞} , β_V (рис. 1, 2). На рис. 1 черными линиями показаны кривые блеска в случае, когда

поглощение в звездном ветре не учитывается, цветными линиями — с его учетом. Также для сравнения приведен вариант, когда звездный ветер есть лишь у одного компонента системы (рис. 1а). Видно, что глубина и ширина минимумов кривой блеска могут заметно увеличиваться при учете поглощения в ветре. На рис. 1 хорошо видно, что изменения различных параметров ветра могут приводить к похожим изменениям кривых блеска. Как было сказано выше, разделить влияние \dot{M} и V_∞ на кривую блеска невозможно. Изменение параметра β_V также влияет на кривую блеска похожим образом (рис. 1d). Облегчает ситуацию то, что, как правило, часть параметров конкретной двойной системы может быть известна независимо из наблюдений. Например, величину V_∞ определяют по ультрафиолетовым спектрам, величину потери массы \dot{M} по данным радио наблюдений, μ_e определяется по спектральным данным и т. д.

На рис. 2 показаны изменения кривой блеска затменной системы с эллиптической орбитой. Учет поглощения в звездном ветре проводится поочередно для одного или двух компонентов. Хорошо видно, что кривая блеска заметно меняется.

Таким образом, модельные расчеты для различных параметров двойных систем и звездного ветра показали, что ширина и глубина затмений могут заметно увеличиваться при учете поглощения в звездных ветрах компонентов. Также может меняться общая форма кривой блеска. Поэтому при интерпретации кривых блеска ТДС, включающих звезды с протяженными ветрами, учет эффекта поглощения в ветрах необходим для получения достоверных результатов. Так, например, если кривую блеска с минимумом, уширенным поглощением в ветре, интерпретировать в модели с тонкими атмосферами, то будут получены завышенные оценки радиусов компонентов. Другие параметры также будут оценены неверно.

3. Заключение

В статье кратко описан новый алгоритм синтеза кривых блеска ТДС, которые содержат два компонента со звездными ветрами. Соответствующий компьютерный код предназначен для анализа кривых блеска си-

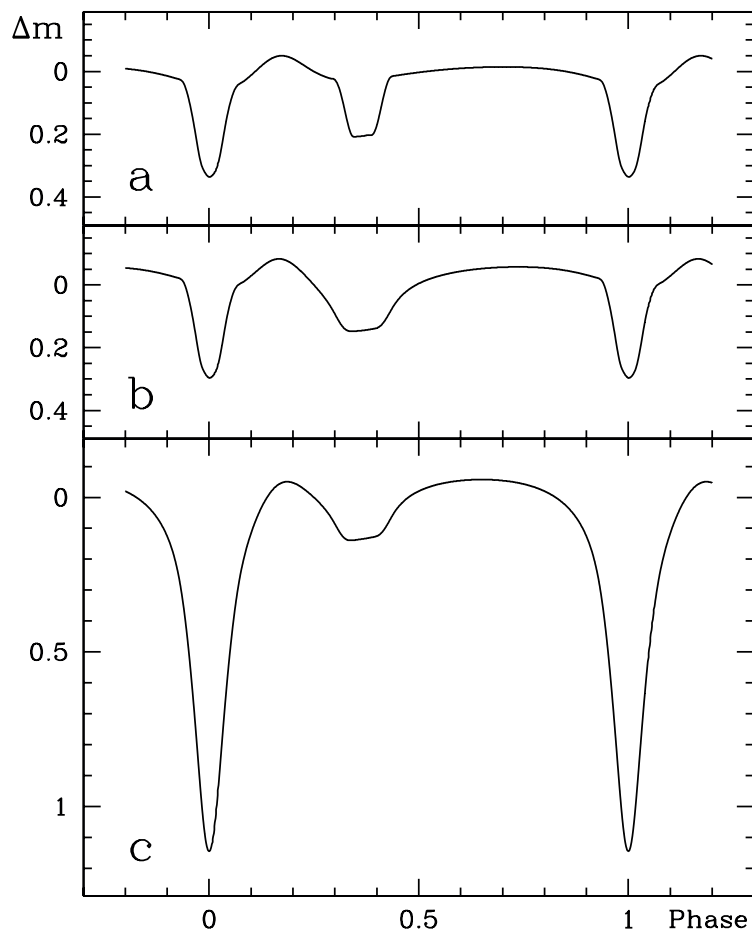


Рис. 2: Модельные кривые блеска двойной системы с эллиптической орбитой (Модель 2, табл. 2). Показан эффект учета звездных ветров. а — нет учета ветров; б — ветер у компонента 2; с — ветра у обоих компонентов. В фазе 0 впереди находится компонент 1.

стем, содержащих такие компоненты, например, звезды O и WR. Проведены демонстрационные модельные расчеты кривых блеска с учетом поглощения в звездных ветрах. Параметры ветров варьировались в диапазонах, соответствующих типичным величинам, известным из наблюдений. Основной вывод, следующий из этих модельных расчетов, состоит в том, что увеличение ширины и глубины затмений из-за поглощения в звездном ветре может существенно изменить кривые блеска и повлиять на определяемые по ним параметры двойной системы. Прежде всего это наклонение орбиты (а следовательно, массы компонентов), а также температуры, радиусы, светимости звезд. Для получения корректных результатов при анализе кривых блеска таких ТДС эффект поглощения излучения в звездном ветре необходимо учитывать.

Работа Э. А. А. поддержана Междисциплинарной научно-образовательной школой МГУ им. М.В. Ломоносова «Фундаментальные и прикладные космические исследования». Работа И. И. А. поддержана грантом РФФИ 23-12-00092 (разработка метода учета звездного ветра в двойной системе).

Список литературы

1. R. E. Wilson and E. J. Devinney, *Astrophys. J.*, **166**, 605, 1971.
2. R. E. Wilson, *Astrophys. J.*, **234**, 1054, 1979.
3. I. B. Pustynnik and L. Einasto, *Pisma v Astronomicheskii Zhurnal*, **10**, 516, 1984.
4. E. A. Antokhina and A. M. Cherepashchuk, *Soviet Astron.*, **32**, 531, 1988.
5. J. Kallrath and E. F. Milone, *Eclipsing Binary Stars: Modeling and Analysis* (2009).
6. A. V. Goncharskij, A. M. Cherepashchuk, and A. G. Yagola, *Numerical methods of solving inverse problems of astrophysics*. (1978).
7. I. I. Antokhin and A. M. Cherepashchuk, *Astronomy Reports*, **45**, 371, 2001.
8. I. I. Antokhin and A. M. Cherepashchuk, *Astronomy Reports*, **51**, 486, 2007.
9. I. I. Antokhin, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **420**, 495, 2012.
10. I. I. Antokhin, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **463**, 2079, 2016.
11. E. A. Antokhina, *Astronomy Reports*, **40**, 483, 1996.
12. E. A. Antokhina, A. F. J. Moffat, I. I. Antokhin, J.-F. Bertrand, and R. Lamontagne, *Astrophys. J.*, **529**, 463, 2000.
13. E. A. Antokhina, I. I. Antokhin, and A. M. Cherepashchuk, *Astron. and Astrophys. Trans.*, **28**, 3, 2013.
14. G. Lenoir-Craig, I. I. Antokhin, E. A. Antokhina, N. St-Louis, and A. F. J. Moffat, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **510**, 246, 2022.
15. J. I. Castor, D. C. Abbott, and R. I. Klein, *Astrophys. J.*, **195**, 157, 1975.

Мониторинг нейтринных вспышек в Галактике

Новосельцев Ю.Ф.¹, Горбачева Е.А.¹, Гулиев Р.М.¹, Дзапарова И.М.^{1,2}, Кочкаров М.М.¹, Куреня А.Н.¹, Мартаков Е.С.¹, Новосельцева Р.В.¹, Петков В.Б.^{1,2}, Стриганов П.С.¹, Унатлоков И.Б.¹, Янин А.Ф.¹

¹Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия

²Институт астрономии РАН, Москва, Россия

В статье дается краткий обзор детекторов, которые способны регистрировать нейтринную вспышку от сверхновой (СН). Представлен статус эксперимента по регистрации нейтринных вспышек на Баксанском подземном сцинтилляционном телескопе ИЯИ РАН. Обсуждается возможная связь нейтрино от СН с экспериментами по поиску легкой темной материи (с массой частиц \leq МэВ).

Поступила в редакцию 27.07.2023 г. Принята в печать 25.08.2023 г.

Ключевые слова: нейтрино, сверхновая, детекторы

Neutrino burst monitoring in our Galaxy

Novoseltsev Yu.F.¹, Gorbacheva E.A.¹, Guliev P.M.¹, Dzaparova I.M.^{1,2}, Kochkarov M.M.¹, Kurenya A.N.¹, Martakov E.S.¹, Novoseltseva R.V.¹, Petkov V.B.^{1,2}, Striganov P.S.¹, Unatlovkov I.B.¹, Yanin A.F.¹

¹Institute for Nuclear Research of the RAS, Moscow, Russia

²Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

The article gives a brief overview of the detectors that are capable of registering a neutrino burst from a supernova (SN). The status of the experiment on registration of neutrino bursts at the Baksan underground scintillation telescope of the INR RAS is presented. A possible connection between SN neutrinos and experiments on the search for light dark matter (with a particle mass of \leq MeV) is discussed.

Received 27.07.2023. Accepted 25.08.2023.

Keywords: neutrino, supernova, detectors

DOI: 10.51194/INASAN.2023.8.2.005

1. Введение

С момента регистрации нейтрино от сверхновой SN 1987A прошло 36 лет. Это событие оказало значительное влияние как на теоретические исследования явления сверхновой (СН), так и на создание экспериментальных установок. За прошедшие годы было создано много нейтринных детекторов, которые в основном были нацелены на изучение параметров нейтринных осцилляций, но при этом многие из них способны регистрировать поток нейтрино от СН. Масштаб и чувствительность этих детекторов значительно возросли, так что детекторы нынешнего поколения способны регистрировать около десяти тысяч нейтрино от СН в центре Галактики.

В табл. 1 перечислены некоторые из этих детекторов, которые работают в настоящее время и имеют массу мишени более 200 тонн. Во 2-й колонке указана масса мишени, в 3-й — тип детектора и аромат нейтрино в основном канале детектирования. Звездочки в строках детекторов IceCube и KM3NeT означают, что указана эффективная масса мишени для данной задачи (регистрация нейтрино с энергией $O(10$ МэВ)). Работают также еще несколько детекторов, масса которых < 0.2 кт, которые могут сыграть важную роль в случае очень близкой СН. Планируется, что в этом (2023) году начнет набор данных детектор JUNO (20 кт, $C_n H_{2n} / \bar{\nu}_e$) [1], а в конце десятилетия должен вступить в строй детектор DUNE [2], который в качестве мишени будет иметь 40 кт жидкого аргона, что позволит регистрировать поток ν_e от СН в отличие от детекторов, представленных в таблице, которые в основном будут регистрировать антинейтрино. Таким образом более десятка детекторов готовы измерять характеристики нейтринного потока от СН.

Недавним дополнением к набору потенциальных детекторов следующей СН стали большие детекторы темной материи [3, 4]. Эти эксперименты рассчитывают на когерентное усиление нейтрино-ядерного сечения рассеяния [5] и низкий ($< кэВ$) энергетический порог детекторов.

2.1 Поиск нейтринных вспышек на Баксанском подземном сцинтилляционном телескопе

Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп (БПСТ) расположен на Северном Кавказе (Россия) в подземной лаборатории на эффективной глубине 8.5×10^4 г/см² (850 м в. э.) [13]. Установка имеет размеры $17 \times 17 \times 11$ м³ и состоит из 3184 стандартных автономных счетчиков, которые расположены на

Таблица 1: Нейтринные детекторы

детектор	масса (кТ)	тип/аромат
Super-K [6]	32	$\text{H}_2\text{O}/\bar{\nu}_e$
IceCube [7]	2500*	String/ $\bar{\nu}_e$
KM3NeT [8]	150*	String/ $\bar{\nu}_e$
NOvA [9]	14	$\text{C}_n\text{H}_{2n}/\bar{\nu}_e$
KamLAND [10]	1	$\text{C}_n\text{H}_{2n}/\bar{\nu}_e$
LVD [11]	1	$\text{C}_n\text{H}_{2n}/\bar{\nu}_e$
SNO+ [12]	0.78	$\text{C}_n\text{H}_{2n}/\bar{\nu}_e$
Baksan [13]	0.24	$\text{C}_n\text{H}_{2n}/\bar{\nu}_e$

4-х горизонтальных и 4-х вертикальных плоскостях (рис. 1). Счетчик представляет собой алюминиевый контейнер размером $0.7 \times 0.7 \times 0.3 \text{ м}^3$, заполненный жидким органическим сцинтиллятором на основе уайт-спирита $\text{C}_n \text{H}_{2n+2}$ ($n \simeq 9$) с добавкой 1 г/л РРО и 0.03 г/л РОРОР. РРО, служащий сцинтиллятором, имеет максимум спектра люминесценции на длине волны 394 нм. РОРОР сдвигает максимум спектра в область наибольшей чувствительности ФЭУ, которая находится в интервале длин волн 400–450 нм. Объем сцинтиллятора просматривается одним фотоумножителем ФЭУ-49 с диаметром фотокатода 15 см через иллюминатор из оргстекла толщиной 10 см (толстый иллюминатор служит для уменьшения неоднородности светосбора). Контроль за стабильностью коэффициента усиления ФЭУ осуществляется по анодному току.

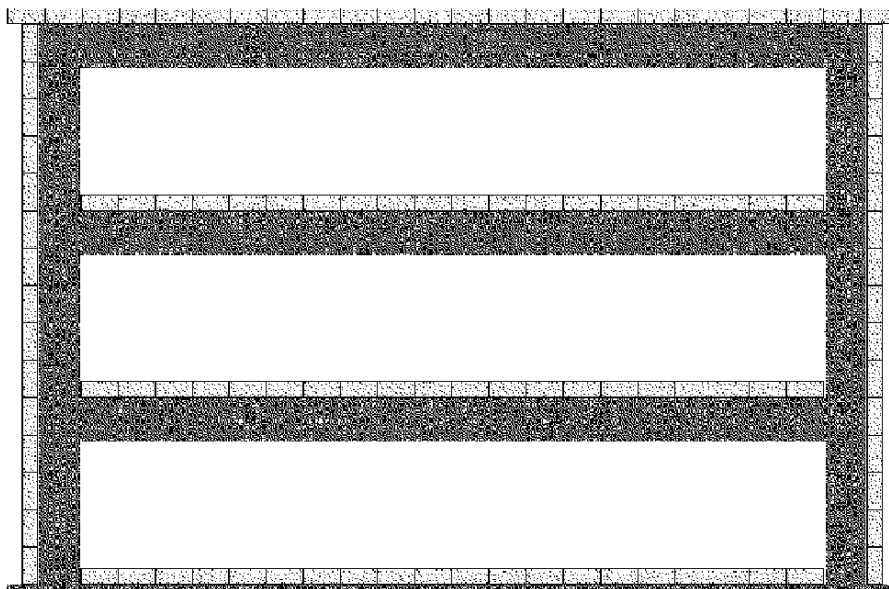


Рис. 1: Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп; вид сбоку.

Информация с каждого счетчика снимается по трем каналам: анодному (который служит для измерения времени срабатывания плоскости и измерения энерговыделения до 2.5 ГэВ), импульсному с порогом срабатывания 8 МэВ и 10 МэВ для горизонтальных и вертикальных плоскостей соответственно (наиболее вероятное энерговыделение от мюона в счетчике равно $50 \text{ МэВ} = 1$ релятивистская частица) и логарифмическому каналу с порогом 500 МэВ, который использует сигнал с 5-го динода ФЭУ и позволяет измерять энерговыделение в индивидуальном счетчике в диапазоне 0.5–600 ГэВ [14].

Триггером для запуска системы регистрации является срабатывание импульсного канала любого счетчика БПСТ. Темп счета такого триггера 17 с^{-1} . Вся информация о событии поступает в оперативную память «on-line» ЭВМ, где она оформляется в виде «кадра» длительностью 300 нс (т. е. все счетчики сработавшие в течение 300 нс после триггера попадают в один кадр). Каждому кадру приписывается относительное время с шагом 0.2 мс. По сигналу Системы Абсолютного Времени (САВ), информация, накопленная в памяти ЭВМ, записывается на жесткий диск в файл, номер которого связан с абсолютным календарным временем. Для синхронизации с мировым временем (UT) используется сигнал GPS, точность синхронизации 0.2 мс.

Время штатной работы БПСТ по программе мониторинга нейтринных вспышек составляет $\simeq 90\%$ календарного времени.

2.2 Метод детектирования нейтринной вспышки

Большинство событий, которые БПСТ будет регистрировать от взрыва СН, представляют собой реакции обратного бета распада (ОБР):



Если средняя энергия антинейтрино $E_{\bar{\nu}_e} = 12\text{--}15$ МэВ [15, 16, 17], то пробег e^+ , рожденного в реакции (1), будет заключен, как правило, в объеме одного счетчика (т. е. отклик БПСТ на реакцию (1) есть срабатывание только одного счетчика во всей установке). В таком случае сигнал от СН будет проявляться как серия событий, когда на установке срабатывает только один счетчик (один и только один счетчик из 3184); ниже мы будем называть такие события «одиночными» событиями. Таким образом, поиск нейтринной вспышки заключается в регистрации кластера (группы) одиночных событий в течение временного интервала $\tau = 20$ с (согласно современным моделям длительность нейтринной вспышки от СН не превышает 20 с).

Фоновыми событиями для задачи поиска нейтринных вспышек являются:

1. мюоны космических лучей, если траектория мюона такова, что срабатывает только один счетчик из 3184,
2. распад космогенных изотопов (^{12}B , ^{12}N , ^8B , ^8Li и др.), которые образуются при неупругом взаимодействии мюонов с углеродом сцинтиллятора и ядрами атомов окружающего вещества.

Полная скорость счета от фоновых событий (усредненная за период 2001–2022 гг.) равна $f = 0.0207$ с $^{-1}$ для трех внутренних плоскостей (три нижних горизонтальных слоя (рис. 1)) и $\simeq 1.5$ с $^{-1}$ для внешних слоев. Поэтому в качестве мишени используются три нижних горизонтальных слоя сцинтиллятора; ниже этот массив счетчиков (1200 счетчиков, масса сцинтиллятора 130 т) мы будем называть детектор D1.

Фоновые события могут имитировать ожидаемый сигнал (k одиночных событий внутри скользящего временного интервала τ) со скоростью

$$p(k) = f \times \exp(-f\tau) \frac{(f\tau)^{k-1}}{(k-1)!}. \quad (2)$$

На рис. 2 представлена обработка экспериментальных данных (одиночные события за период 2001–2022 гг., $T_{\text{actual}} = 19.6$ лет) в сравнении с ожидаемым распределением (2), вычисленным при $f = 0.0207$ с $^{-1}$. Отметим, что на рис. 2 нет никакой нормировки.

Из выражения (2) следует, что фоновые события создают кластер из 8 одиночных событий со скоростью 0.178 год $^{-1}$. За $T_{\text{actual}} = 19.6$ лет ожидается 3.49 события, что мы и наблюдаем в эксперименте (3 события).

Чтобы увеличить число детектируемых нейтринных событий и надежность детектирования нейтринной вспышки мы используем те части внешних плоскостей, которые имеют относительно низкий темп счета фоновых событий. Эти части представляют собой прямоугольные области на внешних плоскостях, полученные исключением нескольких крайних рядов и столбцов счетчиков. Эти области различны на разных плоскостях, что связано с угловым распределением потока атмосферных мюонов. Полное число счетчиков в этих частях внешних слоев 1030 (масса сцинтиллятора 110 тонн). Ниже этот массив счетчиков мы будем называть детектор D2, темп счета одиночных событий в D2 равен $f_2 = 0.12$ с $^{-1}$.

Для среднего ожидаемого числа регистрируемых событий в обоих детекторах (D1 и D2) от реакций (1) при «стандартных» предположениях о СН: расстояние 10 кпс, полная энергия, излученная в нейтрино 3×10^{53} эрг (которая делится примерно поровну между всеми типами нейтрино) получим (мы предположили, что температура антинейтрино $T_{\bar{\nu}_e} = 4.5$ МэВ) [18]:

$$N_{\text{ev}}^{\text{H}} = N_{\text{ev}}^{\text{H}}(D1) + N_{\text{ev}}^{\text{H}}(D2) \simeq 63 \quad (\text{no oscillations}), \quad (3)$$

где верхний индекс «H» указывает, что речь идет о реакциях на водороде сцинтиллятора¹.

Осцилляции нейтрино, конечно, повлияют на результат (3). В последние годы, однако, стало понятно, что ожидаемый нейтринный сигнал сильно зависит от сценария осцилляций (см. например [19, 20, 21, 22]). Эффекты осцилляций зависят от многих неизвестных или плохо известных факторов. Это самоиндуцированные флэйворные превращения (self-induced flavor conversions), специфическая флэйворная конверсия на фронтах ударной волны, стохастические флуктуации потоков материи.

Для сценария, в котором трансформация нейтринных потоков определяется только МСВ-эффектом [23, 24], ожидаемое число детектируемых событий возрастает [18]: $N_{\text{ev}}^{\text{H}}(\text{NH}) \simeq 71$, для нормальной иерархии масс нейтрино (NH) и $N_{\text{ev}}^{\text{H}}(\text{IH}) \simeq 88$ для обратной (IH).

¹Реакции на углероде сцинтиллятора дают малый вклад ($\simeq 2\%$) вследствие высокого порога этих реакций.

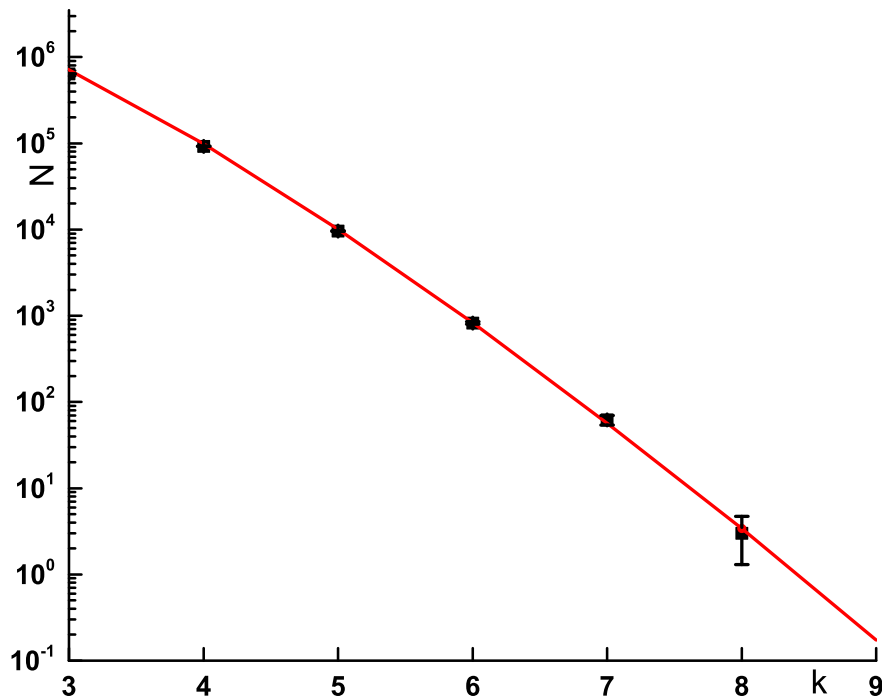


Рис. 2: Число кластеров, содержащих k одиночных событий (в детекторе D1) в интервале $\tau = 20$ с. Квадраты — экспериментальные данные, кривая — ожидаемое распределение согласно выражению (2).

Отметим, что в случае очень близкой СН, например на расстоянии 0.2 крс, полное число нейтринных событий от реакции (1) будет очень большим $\simeq 250000$. В первые секунды (после начала вспышки) следует ожидать $\simeq 30000$ событий в секунду. По сравнению с этой скоростью темп счета мюонных событий (17 с^{-1}) пренебрежимо мал. Поэтому все события регистрируемые БПСТ (3184 счетчика, масса сцинтиллятора 330 т) в этот период времени будут нейтринными событиями. Длительность кадра БПСТ равна 300 нс, время обработки кадра (мертвое время) $\simeq 1$ мс, поэтому мы будем регистрировать $\simeq 1000$ событий в секунду, причем подавляющее большинство кадров — это кадры с одним сработавшим счетчиком. Доля кадров с двумя сработавшими счетчиками (т. е. два нейтринных события попали во временное окно 300 нс) $\leq 0.5\%$. Таким образом, в случае очень близкой СН некоторая часть событий (которая зависит от расстояния до СН) будет потеряна. Подобная проблема существует и на других больших установках.

В случае очень близкой СН важную роль могут выполнить детекторы с малой массой [25, 26], которые будут работать вне режима насыщения.

3. О возможной связи нейтрино от СН с экспериментами по поиску темной материи

Уже более 20 лет продолжают эксперименты по поиску слабо взаимодействующих массивных частиц (WIMP). Эти эксперименты нацелены на диапазон масс $m_\chi > 10$ ГэВ. Ниже этого диапазона масс и особенно ниже 1 ГэВ прямая чувствительность экспериментов к темной материи (ТМ) быстро ухудшается. Это связано с тем, что максимальная энергия ядерной отдачи $E_{\text{rec}}^{\text{max}} = 2m_\chi^2(v_{\text{esc}})^2/m_A$ ($v_{\text{esc}} \simeq 500$ км/с — скорость убегания из Галактики, m_A — масса ядра атомов мишени) становится все меньше, и становится ниже порога детектора. Т. к. следов WIMP до сих пор обнаружено не было все большее внимание привлекают поиски кандидатов в ТМ с более легкими массами.

Относительно недавно появились работы, которые указывают на возможность детектирования более легкой ТМ [27, 28]. В частности, в [28] было указано на неизбежное существование высокоэнергетического компонента ТМ, генерируемого в результате столкновений с космическими лучами. Этот новый компонент потока ТМ будет рассеиваться в детекторах, но с гораздо большей доступной энергией ($v \gg v_{\text{esc}}$). Эта

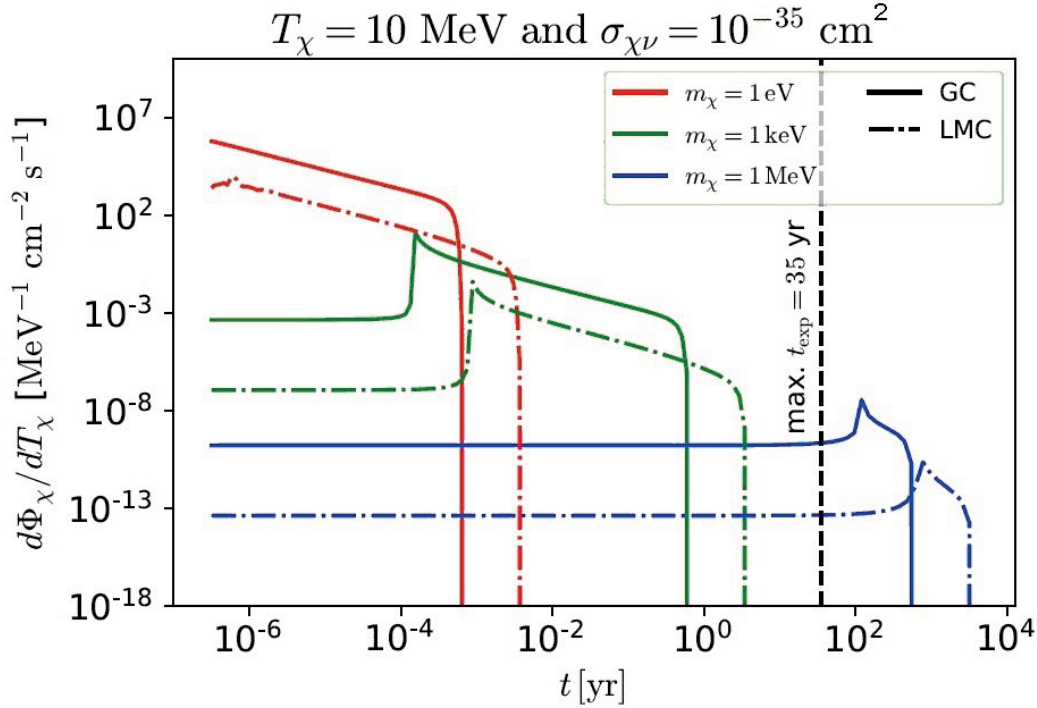


Рис. 3: Расчетные потоки ускоренной ТМ на Земле для $T_\chi = 10$ МэВ (в предположении, что $\sigma_{\chi\nu} = 10^{-35}$ см²) в зависимости от времени t и массы m_χ от СН в центре Галактики (GC) и SN1987 (LMC). Вертикальная штриховая линия указывает максимальное время экспозиции на 2022 г. (рисунок из работы [29]).

идея была использована в работе [29], в которой рассматривалась возможность наблюдения задержанного выброса частиц темной материи, усиленного взрывом СН.

Когда в галактике происходит взрыв сверхновой, частицы ТМ с массой $m_\chi \leq O$ (МэВ) в гало могут быть разогнаны нейтрино до релятивистских скоростей. Эти частицы могут взаимодействовать с мишенями в экспериментах по поиску темной материи и создавать события «послесвечения» после регистрации нейтрино от СН. Большинство ускоренных частиц ТМ прибывает на Землю с задержкой во времени, определяемой исключительно m_χ [29]:

$$\Delta t = 10 \text{ days} \times [R/(8 \text{ kpc}) \times [m_\chi/(10 \text{ keV})]^2 \times [T_\chi/(10 \text{ MeV})]^{-2} \quad (4)$$

здесь R — расстояние до СН, m_χ — масса частиц темной материи, а T_χ — их кинетическая энергия.

На рис. 3 из работы [29] показаны потоки ускоренных частиц ТМ на Земле для $T_\chi = 10$ МэВ (вычисленные в предположении, что сечение взаимодействия нейтрино с частицами ТМ $\sigma_{\chi\nu} = 10^{-35}$ см²) в зависимости от времени (после нейтринной вспышки) t и массы m_χ для случаев СН в центре Галактики (GC) и SN1987 (LMC).

Характерной особенностью этих потоков является то, что они содержат восходящую часть и пик при $t_p \simeq R/(v_\chi - c)$. Определение времени задержки этой части позволит определить m_χ , конечно, если масса m_χ находится в требуемом диапазоне.

4. Заключение

Поскольку свет (и вообще электромагнитное излучение) может быть частично или полностью поглощен пылью в галактической плоскости, наиболее подходящим инструментом для обнаружения сверхновых с коллапсом ядра являются большие нейтринные детекторы.

На БПСТ в качестве мишени используются два массива счетчиков (детекторы D1 и D2) с общей массой 240 тонн. Мы ожидаем $\simeq 10$ нейтринных событий от наиболее удаленных СН ($\simeq 25$ кпк) в нашей Галактике.

За период с 30.06.1980. по 31.12.2022. время наблюдения составило 36.7 лет. За это время не было зарегистрировано ни одного события — кандидата на нейтринную вспышку. Это приводит к значению верхней границы средней частоты гравитационных коллапсов звезд в Галактике 0.063 год^{-1} на 90% уровне достоверности.

Оценки скорости галактических сверхновых дают величину примерно 3–5 событий в столетие [30]. Однако в прошлом тысячелетии только пять сверхновых были идентифицированы с уверенностью в исторических записях. Этот дефицит сверхновых, видимых невооруженным глазом, связывают с эффектом гашения вспышки в оптическом диапазоне пылью в плоскости Галактики. Этот эффект изучался в работе [31], авторы которой пришли к заключению, что невооруженным глазом видны только примерно 13% галактических сверхновых с коллапсом ядра и около 33% термоядерных сверхновых (тип Ia). В свете этих результатов становится еще более актуальным нейтринный мониторинг, который начался более 40 лет назад (в 1980 г.) на Баксанском подземном сцинтилляционном телескопе.

Работа выполнена на УНУ Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп, ЦКП Баксанская нейтринная обсерватория ИЯИ РАН.

Список литературы

1. F. An, G. An, Q. An, V. Antonelli, et al., *Journal of Physics G Nuclear Physics*, **43**, 030401, 2016.
2. B. Abi, R. Acciarri, M. A. Acero, G. Adamov, et al., *arXiv e-prints*, arXiv:2002.03005, 2020.
3. P. Agnes, I. F. M. Albuquerque, T. Alexander, A. K. Alton, et al., *Phys. Rev. D*, **98**, 102006, 2018.
4. R. Ajaj, P.-A. Amaudruz, G. R. Araujo, M. Baldwin, et al., *Phys. Rev. D*, **100**, 022004, 2019.
5. D. Akimov, J. B. Albert, P. An, C. Awe, et al., *arXiv e-prints*, arXiv:1708.01294, 2017.
6. M. Ikeda, A. Takeda, Y. Fukuda, M. R. Vagins, et al., *Astrophys. J.*, **669**, 519, 2007.
7. T. Lund, A. Marek, C. Lunardini, H.-T. Janka, and G. Raffelt, *Phys. Rev. D*, **82**, 063007, 2010.
8. S. Adrián-Martínez, M. Ageron, F. Aharonian, S. Aiello, et al., *Journal of Physics G Nuclear Physics*, **43**, 084001, 2016.
9. A. Aurisano, C. Backhouse, R. Hatcher, N. Mayer, J. Musser, R. Patterson, R. Schroeter, and A. Sousa, *Journal of Physics: Conference Series*, **664**, 072002, 2015.
10. H. Ozaki and J. Shirai, *PoS, ICHEP2016*, 1161, 2017.
11. M. Aglietta, B. Alpat, E. D. Alyea, P. Antonioli, et al., *Nuovo Cimento A Serie*, **105**, 1793, 1992.
12. S. Andringa, E. Arushanova, S. Asahi, M. Askins, et al., *Advances in High Energy Physics*, **2016**, 1, 2016.
13. E. N. Alekseev, V. V. Alekseenko, Y. M. Andreyev, et al., in *16th International Cosmic Ray Conference*, **10**, 276 (1979).
14. V. M. Achkasov, V. N. Bakatanov, I. F. Novoseltsev, M. V. Novoseltseva, and A. M. Semenov, *Akademiia Nauk SSSR Izvestiia Seriia Fizicheskaiia*, **50**, 2224, 1986.
15. V. S. Imshennik and D. K. Nadyozhin, *Itogi Nauki Tekh., Ser. Astron.*, **21**, 63, 1982.
16. W. Hillebrandt and P. Hofflich, *Reports on Progress in Physics*, **52**, 1421, 1989.
17. V. S. Imshennik, *Preprint ITEP*, **135-90**, 1990.
18. Y. Novoseltsev, M. Boliev, I. Dzaparova, M. Kochkarov, et al., *Astroparticle Physics*, **117**, 102404, 2020.
19. J. T. Pantaleone, *Phys. Lett. B*, **287**, 128, 1992.
20. R. F. Sawyer, *Phys. Rev. D*, **72**, 045003, 2005.
21. H. Duan, G. M. Fuller, J. Carlson, and Y.-Z. Qian, *Phys. Rev. D*, **74**, 105014, 2006.
22. I. Tamborra, G. Raffelt, F. Hanke, H.-T. Janka, and B. Müller, *Phys. Rev. D*, **90**, 045032, 2014.
23. L. Wolfenstein, *Phys. Rev. D*, **17**, 2369, 1978.
24. S. P. Mikheyev and A. Y. Smirnov, *Sov. J. Nucl. Phys.*, **42**, 913, 1985.
25. R. Acciarri, C. Adams, R. An, A. Aparicio, et al., *Journal of Instrumentation*, **12**, P02017, 2017.
26. R. Acciarri et al., *arXiv e-prints*, arXiv:1503.01520, 2015.
27. C. Kouvaris and J. Pradler, *Phys. Rev. Lett.*, **118**, 031803, 2017.
28. T. Bringmann and M. Pospelov, *Phys. Rev. Lett.*, **122**, 171801, 2019.
29. Y.-H. Lin, W.-H. Wu, M.-R. Wu, and H. T.-K. Wong, *Phys. Rev. Lett.*, **130**, 111002, 2023.
30. S. M. Adams, C. S. Kochanek, J. F. Beacom, M. R. Vagins, and K. Z. Stanek, *Astrophys. J.*, **778**, 164, 2013.
31. C. T. Murphey, J. W. Hogan, B. D. Fields, and G. Narayan, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **507**, 927, 2021.

Нелинейные пульсации красных гигантов

Фадеев Ю.А.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Обсуждаются результаты согласованных расчетов звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций, проведенных для звезд асимптотической ветви гигантов с начальной массой на главной последовательности $M_{\text{ZAMS}} = 2M_{\odot}$ и $3M_{\odot}$. Периоды пульсаций гидродинамических моделей составляют от нескольких десятков до ≈ 830 сут, что характерно для галактических мирид. Показано, что возбуждение колебаний происходит в зоне ионизации водорода. Пульсации мирид в первом оберitone возникают лишь в том случае, когда внутренняя граница зоны ионизации водорода находится выше узла обертона, средний относительный радиус которого составляет $\langle r_n \rangle / \langle R \rangle \approx 0.77$. Эволюция вдоль асимптотической ветви гигантов сопровождается расширением зоны ионизации водорода в сторону центра звезды, увеличением амплитуды колебаний и в конечном счете хаотизацией нелинейных колебаний. Теоретические соотношения период-светимость обнаруживают заметную зависимость от массы звезды.

Поступила в редакцию 01.07.2023 г. Принята в печать 31.07.2023 г.

Ключевые слова: звезды, эволюция звезд, пульсации звезды

Nonlinear pulsations of red giants

Fadeyev Yu.A.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

We discuss the results of consistent stellar evolution and nonlinear stellar pulsation computations done for AGB stars with initial masses on the main sequence $M_{\text{ZAMS}} = 2M_{\odot}$ and $3M_{\odot}$. Periods of hydrodynamic models are in the range from a few dozen to ≈ 830 day which are typical for galactic Mira-type variables. Radial oscillations are shown to be driven in the hydrogen ionizing zone. First overtone oscillations exist only in the case that the inner boundary of the hydrogen ionizing zone locates above the node with the mean relative radius $\langle r_n \rangle / \langle R \rangle \approx 0.77$. The AGB evolution is accompanied by both extension of the hydrogen ionizing zone and increase of the pulsation amplitude so that oscillations finally become chaotic. The theoretical period-luminosity relations show the appreciable dependence on the stellar mass.

Received 01.07.2023. Accepted 31.07.2023.

Keywords: stars, stellar evolution, pulsating stars

DOI: 10.51194/INASAN.2023.8.2.006

1. Введение

Главной наблюдательной особенностью звезд асимптотической ветви гигантов (AGB) является переменность блеска, связанная с радиальными пульсациями. Периоды колебаний красных гигантов (мирид) составляют от нескольких десятков до $\sim 10^3$ сут [1], причем более яркие мириды пульсируют с более длинными периодами [2]. Время жизни красных гигантов на стадии AGB ограничивается потерей массы вследствие звездного ветра, а основным физическим механизмом истечения вещества являются периодические ударные волны, возникающие в звездной атмосфере из-за нелинейных пульсаций большой амплитуды [3]. Этот вывод находит подтверждение в существовании корреляции между величиной периода пульсаций P и скоростью потери массы \dot{M} [4]. Есть основания предполагать, что на заключительной эволюционной стадии AGB во внешних слоях мириды возникает динамическая неустойчивость, в результате которой происходит сброс остатков водородной оболочки и образование планетарной туманности [5, 6]. К сожалению, физические механизмы, ответственные за многочисленные наблюдаемые проявления пульсаций мирид, изучены до сих пор недостаточно детально и это приводит к значительным неопределенностям при попытках дать объяснение наблюдаемым явлениям.

В данной статье обсуждаются результаты согласованных расчетов звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций, которые позволяют объяснить некоторые особенности мирид. Представленные результаты следует рассматривать как предварительные, поскольку они получены на основе рассмотрения двух эволюционных последовательностей звезд с начальной массой на главной последовательности $M_{\text{ZAMS}} = 2M_{\odot}$ и $3M_{\odot}$. Все расчеты звездной эволюции проводились при начальном относительном массовом содержании гелия $Y = 0.28$, а содержание тяжелых элементов полагалось равным солнечному: $Z = 0.014$ [7]. Предполагалось, что на эволюционных стадиях, предшествующих AGB, скорость потери массы описывается формулой Раймерса [8] при значении параметра $\eta_R = 0.5$, тогда как расчеты эволюции на стадии AGB проводились с использованием формулы Блокера [9] при значении параметра $\eta_R = 0.05$. Расчеты нуклеосинтеза и скоростей генерации энергии в термоядерных реакциях проводились для сетки реакций, состоящей из 26 изотопов от водорода ^1H до магния ^{24}Mg , которые связаны между собой 81 бинарной реакцией. Для вычисления скоростей реакций использовалась база данных JINA ReaLib [10]. Учет конвективного перемешивания

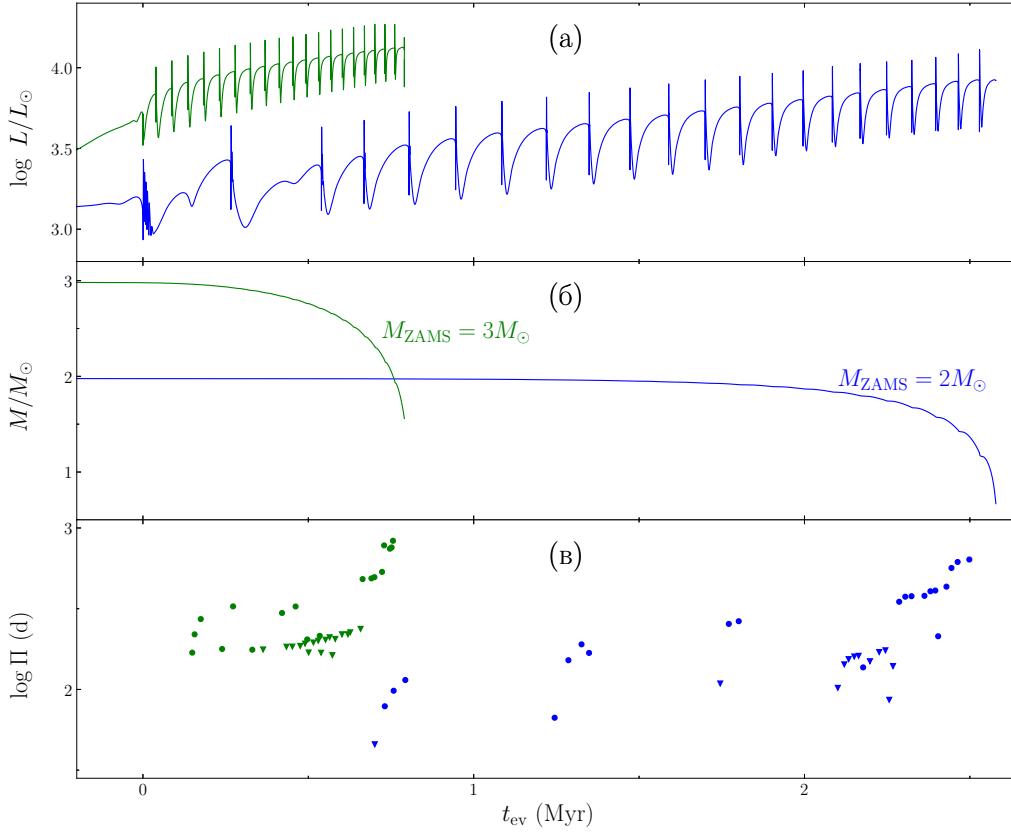


Рис. 1: Эволюционные изменения светимости L (а) и массы M (б) красных гигантов на стадии TP-AGB при значениях начальной массы $M_{ZAMS} = 2M_{\odot}$ и $M_{ZAMS} = 3M_{\odot}$. На нижней панели (в) заполненными кружками и треугольниками показаны периоды колебаний Π в фундаментальной моде и первом оберitone.

проводился по стандартной теории Бем-Витензе [11] при отношении длины пути перемешивания к шкале высот по давлению $\alpha_{MLT} = \Lambda/H_P = 1.8$. Дополнительное перемешивание на границах конвективных зон рассчитывалось согласно Хервигу [12] при значениях параметра эффективности овершутинга f_{ov} , которые были предложены в работе [13].

2. Модели мирид

При проведении согласованных расчетов звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций предполагалось, что отдельные модели эволюционных последовательностей используются как начальные условия при решении уравнений радиационной газовой динамики, описывающих сферически-симметричные движения самогравитирующего газа. Эффекты нестационарной конвекции в оболочке пульсирующей звезды рассматривались посредством решения транспортных уравнений для потоков энтальпии и средней кинетической энергии турбулентных движений [14]. Основные уравнения гидродинамики и нестационарной конвекции обсуждаются в работе [15].

Необходимое условие применимости теории звездных пульсаций заключается в том, что модель звезды, которая используется в качестве начальных условий при решении задачи Коши для уравнений гидродинамики, должна находиться в состоянии гидростатического и теплового равновесия. Решение уравнений внутреннего строения звезды всегда с точностью до погрешности вычислений удовлетворяет условию гидростатического равновесия, тогда как на некоторых этапах эволюции условие теплового равновесия может не выполняться вследствие нагрева или охлаждения газа, которое происходит при гравитационном сжатии или расширении звезды. В общем виде уравнение сохранения энергии для сферически-симметричной звезды имеет вид

$$\frac{dL_r}{dM_r} = \epsilon_n - T \frac{\partial S}{\partial t}, \quad (1)$$

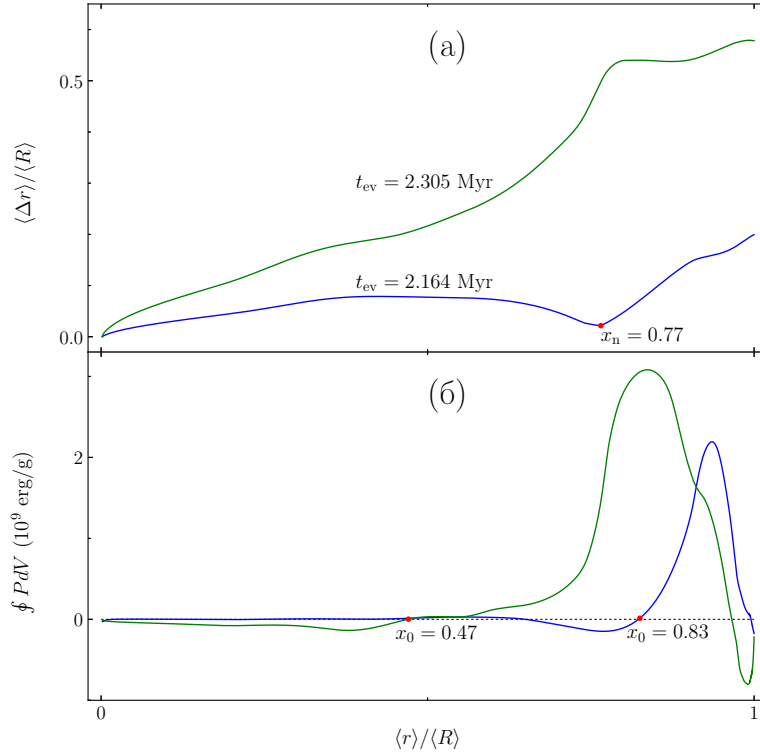


Рис. 2: Радиальные зависимости амплитуды радиального смещения Δr в единицах среднего значения радиуса внешней границы гидродинамической модели $\langle R \rangle$ (а) и удельной механической работы, совершаемой в течение замкнутого термодинамического цикла $\oint P dV$ (б) для гидродинамических моделей $M_{ZAMS} = 2M_{\odot}$ с возрастом $t_{ev} = 2.164 \times 10^6$ лет и $t_{ev} = 2.305 \times 10^6$ лет. Здесь $x_n = \langle r_n \rangle / \langle R \rangle$ и $x_0 = \langle r_0 \rangle / \langle R \rangle$ — средние относительные значения радиуса в узле первого обертона и на внутренней границе области возбуждения колебаний.

где L_r и M_r — полная светимость и лагранжева массовая координата в слое с радиусом r , ε_n — скорость генерации энергии в термоядерных реакциях, T и S — температура и удельная энтропия газа, t — время эволюции.

Звезда находится в тепловом равновесии, когда во всех ее слоях второе слагаемое правой части уравнения (1) обращается в ноль. Однако на эволюционной стадии тепловой неустойчивости гелиевого слоевого источника (TP-AGB) тепловое равновесие в звезде отсутствует в течение $\approx 10\%$ времени эволюции вследствие циклических вспышек в слое термоядерного горения гелия. Для исключения неподходящих начальных условий в данной работе использовался критерий, который основывается на оценке степени отклонения от теплового равновесия в звездной оболочке. При отсутствии источников энерговыделения в термоядерных реакциях этот критерий имеет следующий вид [16]:

$$\delta_L = \max_{1 \leq j \leq N} |1 - L_j / L_0| \lesssim 10^{-2}, \quad (2)$$

где L_0 и L_j — значения светимости (сумма лучистой и конвективной светимости) на внутренней границе и в j -й массовой зоне, N — число лагранжевых массовых зон в гидродинамической модели. Таким образом, далее обсуждаются пульсации оболочек красных гигантов, эволюционные модели которых удовлетворяют условию (2).

Результаты согласованных расчетов звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций показаны на рис. 1, где для удобства графического представления время эволюции t_{ev} отсчитывается от первого пика максимума скорости энерговыделения в гелиевом слоевом источнике $L_{3\alpha}$. Как видно из представленных графиков, время эволюции звезды на стадии TP-AGB сокращается с увеличением массы звезды от $\approx 2.6 \times 10^6$ лет при $M_{ZAMS} = 2M_{\odot}$ до $\approx 8 \times 10^5$ лет при $M_{ZAMS} = 3M_{\odot}$.

По вычислениям нескольких десятков гидродинамических моделей было установлено, что радиальные пульсации мирид происходят в фундаментальной моде или в первом оберitone. Для пульсаций в первом оберitone необходимо, чтобы нижняя граница зоны возбуждения колебаний находилась выше узла обертона. На рис. 2 для двух моделей эволюционной последовательности $M_{ZAMS} = 2M_{\odot}$ с различными значениями

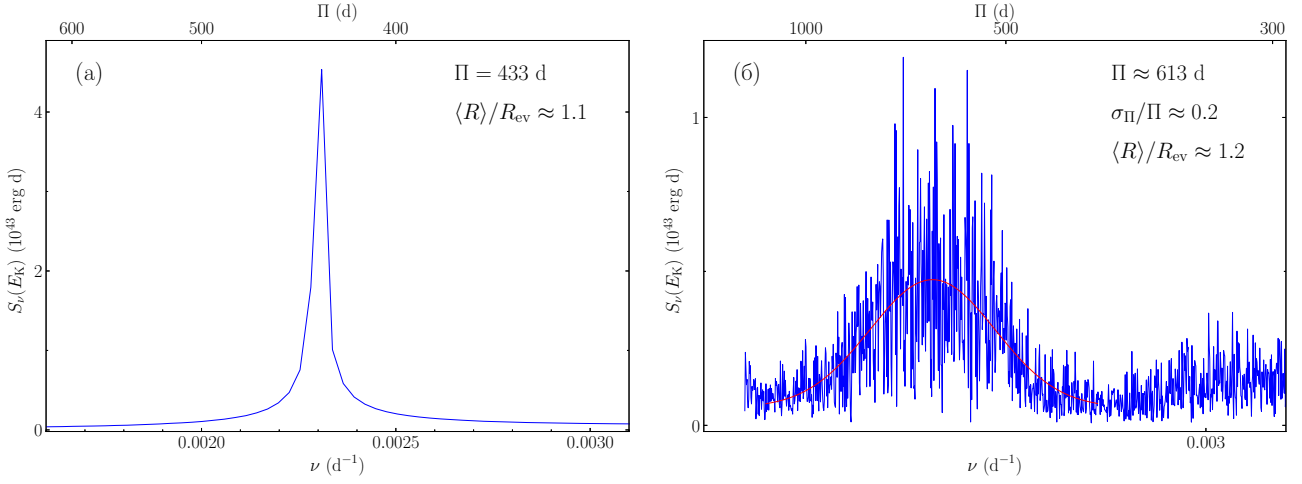


Рис. 3: Спектральная плотность кинетической энергии $S_\nu(E_K)$ пульсационных движений газа в гидродинамических моделях $M_{ZAMS} = 2M_\odot$ с периодами колебаний $\Pi = 433$ сут (а) и $\Pi \approx 613$ сут (б). Красным цветом выделен участок спектра, в пределах которого спектральная плотность $S_\nu(E_K)$ аппроксимируется гауссовой функцией.

возраста t_{ev} показаны графики среднего радиального смещения $\langle \Delta r \rangle$, выраженного в единицах среднего значения радиуса внешней границы $\langle R \rangle$, (верхняя панель) и удельной механической работы, совершаемой в течение замкнутого цикла колебаний $\oint P dV$, где P — полное давление, V — удельный объем газа (нижняя панель). Все зависимости на рис. 2 представлены в функции среднего относительного расстояния от центра звезды $\langle r \rangle / \langle R \rangle$. Как видно из приведенных графиков, в модели с возрастом $t_{ev} = 2.164 \times 10^6$ лет внутренняя граница области возбуждения колебаний ($x_0 = \langle r_0 \rangle / \langle R \rangle = 0.83$), в которой удельная механическая работа обращается в ноль ($\oint P dV = 0$), находится выше узла обертона с относительным радиусом $x_n = \langle r_n \rangle / \langle R \rangle = 0.77$ и поэтому пульсации происходят в первом обертоме.

В течение эволюции относительный радиус узла первого обертона x_n остается приблизительно неизменным, тогда как протяженность зоны ионизации водорода, в которой происходит возбуждение колебаний, увеличивается. Переход к пульсациям в фундаментальной моде происходит, когда внутренняя граница зоны ионизации водорода оказывается глубже узла обертона.

Эволюционное увеличение протяженности зоны ионизации водорода является также причиной возрастания амплитуды колебаний на стадии предельного цикла и постепенной утрате их повторяемости. В частности, нелинейные эффекты играют существенную роль в гидродинамических моделях с периодами $\Pi > 500$ сут. Роль нелинейных эффектов иллюстрируется на рис. 3, где показаны графики распределения спектральной плотности кинетической энергии пульсационных движений газа $S_\nu(E_K)$ для двух гидродинамических моделей мирид. Вычисление спектральной плотности $S_\nu(E_K)$ проводилось с помощью дискретного преобразования Фурье. В первом случае, при $\Pi = 433$ сут (левая часть рисунка), роль нелинейных эффектов невелика и колебания характеризуются хорошей повторяемостью (в пределах $\approx 1\%$), так что период колебаний легко определяется по частоте пикового значения $S_\nu(E_K)$. Во втором случае среднее значение периода $\Pi \approx 613$ сут (правая часть рисунка) удается определить лишь по максимуму гауссовой функции, аппроксимирующей спектральную плотность кинетической энергии. Результаты аппроксимации методом наименьших квадратов показаны на рис. 3 красной линией.

Необходимо отметить еще одно проявление эффектов нелинейности звездных пульсаций, связанное с увеличением среднего значения радиуса гидродинамической модели $\langle R \rangle$ по сравнению с радиусом эволюционной модели R_{ev} , используемой в качестве начальных условий при решении задачи Коши. Для моделей, представленных на рис. 3, отношение среднего радиуса гидродинамической модели к радиусу эволюционной модели возрастает от $\langle R \rangle / R_{ev} \approx 1.1$ при периоде пульсаций $\Pi = 433$ сут до $\langle R \rangle / R_{ev} \approx 1.2$ при $\Pi \approx 613$ сут. В гидродинамической модели мириды с наибольшим значением периода пульсаций $\Pi \approx 830$ сут это отношение составляет $\langle R \rangle / R_{ev} \approx 1.5$. Следует заметить, что вычисление моделей со столь большими значениями периода сопровождаются значительными трудностями из-за малого различия между максимальной скоростью течения газа на внешней границе и локальной скоростью ускользания $v_{esc} = \sqrt{2GM_r/r}$, где G — гравитационная постоянная. В этом случае даже незначительные погрешности вычислений становятся причиной необратимого разлета внешних лагранжевых зон модели со скоростью, превосходящей v_{esc} .

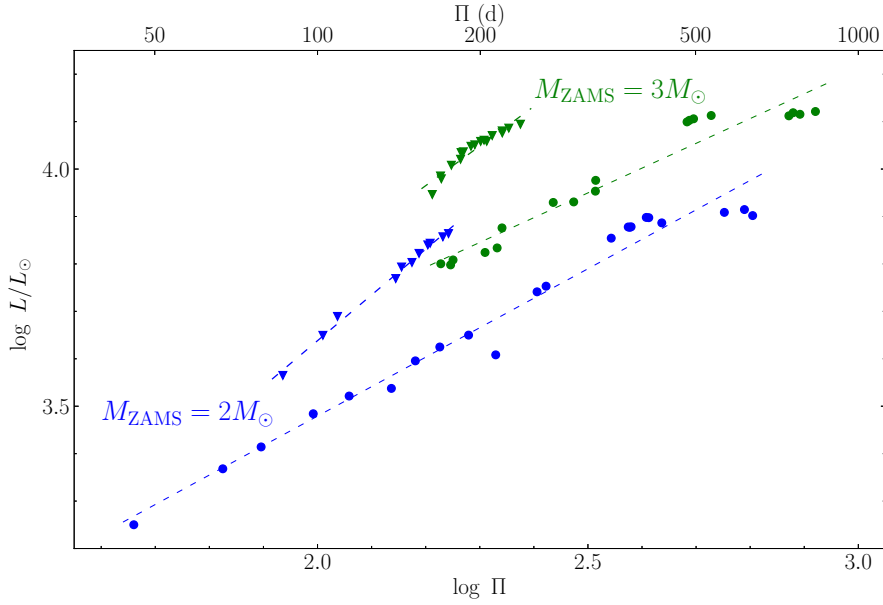


Рис. 4: Диаграмма период-светимость для гидродинамических моделей мирид эволюционных последовательностей TP-AGB звезд с начальной массой $M_{ZAMS} = 2M_{\odot}$ и $3M_{\odot}$. Заполненными кружками и треугольниками показаны модели, пульсирующие в фундаментальной моде и первом оберitone. Штриховыми линиями показаны соотношения (3) и (4).

3. Теоретические зависимости период-светимость

Установление зависимости период-светимость для мирид Большого Магелланова Облака [2, 17] позволило значительно расширить возможности определения шкалы межзвездных расстояний, так как благодаря меньшему межзвездному поглощению в ближнем ИК диапазоне спектра красные гиганты могут наблюдаться на значительно больших расстояниях по сравнению с классическими цефеидами. Вместе с тем в данном методе определения расстояний остаются неопределенности, связанные с калибровкой зависимости по галактическим миридам из-за недостаточной точности определения тригонометрических параллаксов отдельных объектов [18]. Также неясным остается вопрос о влиянии содержания тяжелых элементов Z на вид этой зависимости. В этой связи большой интерес представляет теоретическое исследование зависимости период-светимость мирид. К сожалению, исследования в этом направлении до сих пор никем не проводились. В данном разделе мы приведем основные выводы, которые можно сделать на основе результатов проведенных расчетов.

На рис. 4 приведена диаграмма период-светимость, построенная для гидродинамических моделей эволюционных последовательностей $M_{ZAMS} = 2M_{\odot}$ и $3M_{\odot}$. Как видно из рисунка, для каждой из этих последовательностей могут быть определены две зависимости, которые соответствуют колебаниям в фундаментальной моде ($k = 0$) и первом оберitone ($k = 1$):

$$\log L/L_{\odot} = \begin{cases} 2.237 + 0.621 \log \Pi, & k = 0, \\ 1.709 + 0.965 \log \Pi, & k = 1, \end{cases} \quad (M_{ZAMS} = 2M_{\odot}) \quad (3)$$

$$\log L/L_{\odot} = \begin{cases} 2.740 + 0.488 \log \Pi, & k = 0, \\ 2.198 + 0.804 \log \Pi, & k = 1. \end{cases} \quad (M_{ZAMS} = 3M_{\odot}) \quad (4)$$

Отдельные гидродинамические модели каждой эволюционной последовательности дают представление об эволюционном изменении периода пульсаций и светимости мириды с заданным значением начальной массы M_{ZAMS} на стадии TP-AGB. Вместе с тем заслуживают внимания заметные различия значений светимости у моделей мирид с близкими значениями периода, но принадлежащих эволюционным последовательностям с различными значениями начальной массы M_{ZAMS} . В частности, в интервале значений периода колебаний в фундаментальной моде $150 \text{ сут} \leq \Pi \leq 500 \text{ сут}$ отношение значений светимости $L(M_{ZAMS} = 3)/L(M_{ZAMS} = 2)$ мирид с равными значениями периода изменяется от 1.6 до 1.4.

4. Заключение

Приведенные выше результаты согласованных расчетов звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций моделей мирид позволяют сделать следующие выводы.

1. Возбуждение пульсационной неустойчивости мирид происходит в зоне частичной ионизации водорода. Мода колебаний определяется положением внутренней границы зоны ионизации водорода относительно узла первого обертона, радиус которого для разных моделей составляет $0.76 \leq \langle r_n \rangle / \langle R \rangle \leq 0.78$.
2. Смещение внутренней границы зоны ионизации в более глубокие слои является причиной возрастания амплитуды колебаний в фундаментальной моде. Нелинейность колебаний большой амплитуды является одной из причин их хаотизации. К таким объектам могут принадлежать, в частности, полуправильные пульсирующие переменные поздних спектральных классов.
3. На основе согласованных расчетов звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций получены теоретические соотношения период-светимость мирид. Вид соотношения $\Pi - L$ в значительной степени зависит от массы звезды, поэтому сравнение результатов расчетов с наблюдениями должно опираться на более широкую сетку эволюционных последовательностей.
4. Разброс отдельных точек наблюдаемой зависимости период-светимость обусловлен не только ошибками наблюдений, но также зависимостью соотношения от массы звезды и вероятно других параметров, определяющих течение звездной эволюции (например, содержания элементов тяжелее гелия Z).

Список литературы

1. N. N. Samus', E. V. Kazarovets, O. V. Durevich, N. N. Kireeva, and E. N. Pastukhova, *Astronomy Reports*, **61**, 80, 2017.
2. I. S. Glass and T. L. Evans, *Nature*, **291**, 303, 1981.
3. L. A. Willson, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, **38**, 573, 2000.
4. S. Höfner and H. Olofsson, *Astron. and Astrophys. Rev.*, **26**, 1, 2018.
5. Y. Tuchman, N. Sack, and Z. Barkat, *Astrophys. J.*, **219**, 183, 1978.
6. Y. Tuchman, N. Sack, and Z. Barkat, *Astrophys. J.*, **234**, 217, 1979.
7. M. Asplund, N. Grevesse, A. J. Sauval, and P. Scott, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, **47**, 481, 2009.
8. D. Reimers, in *Problems in stellar atmospheres and envelopes.*, 229–256 (1975).
9. T. Bloeker, *Astron. and Astrophys.*, **297**, 727, 1995.
10. R. H. Cyburt, A. M. Amthor, R. Ferguson, Z. Meisel, et al., *Astrophys. J. Supp.*, **189**, 240, 2010.
11. E. Böhm-Vitense, *Zeitschrift für Astrophysik*, **46**, 108, 1958.
12. F. Herwig, *Astron. and Astrophys.*, **360**, 952, 2000.
13. M. Pignatari, F. Herwig, R. Hirschi, M. Bennett, et al., *Astrophys. J. Supp.*, **225**, 24, 2016.
14. R. Kuhfuss, *Astron. and Astrophys.*, **160**, 116, 1986.
15. Y. A. Fadeyev, *Astronomy Letters*, **39**, 306, 2013.
16. Y. A. Fadeyev, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **514**, 5996, 2022.
17. I. S. Glass and M. W. Feast, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **199**, 245, 1982.
18. M. Andriantsaralaza, S. Ramstedt, W. H. T. Vlemmings, and E. De Beck, *Astron. and Astrophys.*, **667**, A74, 2022.

Тесные двойные системы: лаборатории, созданные природой

Антохин И.И.

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

В обзоре представлен общий взгляд на тесные двойные системы как на естественные лаборатории, созданные природой. Даны краткие исторические сведения о начале исследований двойных систем, описано их современное состояние с примерами, близкими к тематике, которой занимается автор. Отмечена двойная роль этих объектов в современной астрофизике: (i) они позволяют определить наиболее точные значения параметров входящих в них звезд, являющиеся базисом для теории звездной эволюции; (ii) в них наблюдаются уникальные физические процессы, интересные с физической точки зрения. Перечислены задачи текущих и будущих исследований, которые, по мнению автора, являются наиболее актуальными.

Поступила в редакцию 01.08.2023 г. Принята в печать 22.08.2023 г.

Ключевые слова: тесные двойные системы, звездная эволюция, методы синтеза, газодинамика

Close binary systems: laboratories designed by nature

Antokhin I.I.

Sternberg Astronomical Institute of Moscow State University, Moscow, Russia

The review presents a general view of close binary systems as natural laboratories created by nature. Brief historical information about the beginning of studies of binary systems is given, their current state is described with examples close to the author's field of interest. The dual role of these objects in modern astrophysics is noted: (i) they make it possible to determine the most accurate values of the parameters of their constituent stars, which are the basis for the theory of stellar evolution; (ii) they exhibit unique physical processes that are interesting from a physical point of view. Current and future objectives, which, in the author's opinion, are the most relevant, are listed.

Received 01.08.2023. Accepted 22.08.2023.

Keywords: close binary stars, stellar evolution, synthesis methods, hydrodynamics

DOI: 10.51194/INASAN.2023.8.2.007

1. Введение

Изучение двойных систем вообще и тесных двойных систем (ТДС) в частности является важной частью астрофизики. Это обусловлено двумя обстоятельствами. Во-первых, движение звезд по орбитам в двойной системе позволяет определить их наиболее фундаментальные параметры, такие как массы и размеры, при минимуме модельных предположений, что невозможно в случае одиночных звезд. Эти параметры, измеренные для разных типов звезд, имеют ключевое значение для теории звездной эволюции. Во-вторых, в тесных двойных системах компоненты взаимодействуют друг с другом, что приводит к появлению весьма интересных физических процессов: перетекание вещества, аккреция, ударные волны, общие оболочки, джеты и т. д. Таким образом, двойные системы являются естественными «метрологическими» лабораториями, которые позволяют измерять и взвешивать входящие в них звезды, а также физическими лабораториями, где природа ставит интересные и уникальные физические эксперименты.

В данном обзоре будет кратко описана начальная стадия исследований двойных звезд, современное состояние этих исследований, а также актуальные текущие задачи. Тема ТДС является чрезвычайно обширной. Невозможно сколь-нибудь полно охватить все конкретные области исследований и их результаты в одном обзоре. Поэтому обобщенные утверждения и выводы я буду иллюстрировать в основном конкретными примерами из близкой мне тематики.

2. Как все начиналось

Еще в глубокой древности люди, конечно, заметили, что некоторые звезды на небе находятся очень близко друг к другу. Однако только в XVIII в. они задумались о том, что, возможно, часть из этих «визуальных двойных звезд» могут быть связаны физически. Впервые об этом в 1761 г. написал швейцарский математик Ламбер (Johann Heinrich Lambert). Он логично предположил, что если все звезды независимы друг от друга, то они должны быть более-менее равномерно распределены по небу. Пара близких звезд в этом случае — результат случайного совпадения. Вероятность такой случайной близости весьма мала, откуда следует, что некоторые пары могут быть физически связаны. Почти одновременно, в 1767 г., английский священник и выдающийся астроном Джон Мичелл (John Michell) использовал похожие аргументы в своем исследовании рассеянного скопления Плеяды. Он предположил, что звезды в скоплении гравитационно связаны, а не случайно оказались близко на небе. Гравитационная связанность нескольких звезд означала, что могут

существовать и связанные пары. Кроме того, Мичелл был первым астрономом, который в 1783 (!) г. написал про объекты, которые мы сейчас называем черными дырами. В то время, конечно, не было известно о конденсированных состояниях материи. Но был известен закон всемирного тяготения, принята корпускулярная теория света, и с довольно хорошей точностью известна его скорость. Поэтому Мичелл вычислил размер, который должна иметь звезда с плотностью, равной плотности Солнца, чтобы свет не мог ее покинуть (согласно его вычислениям, радиус такой звезды должен быть в 500 раз больше радиуса Солнца). Хотя технически эти вычисления даже в то время были довольно просты, сама идея была совершенно революционной.

Первым астрономом, который в 1803 г. доказал физическую двойственность конкретной визуальной пары звезд, стал английский ученый Вильям Гершель (William Herschel). Он в течение 25 лет наблюдал визуальные двойные звезды с целью измерения параллаксов. В их числе была и звездная пара Castor A и B. Измеряя относительное положение этих звезд на небе, Гершель обнаружил, что компонент B движется по орбите вокруг компонента A и вычислил параметры орбиты. Это стало уникальным достижением того времени, учитывая, что период двойной системы составляет 460 лет, а на телескопе Гершеля не было ни часового ведения, ни микрометра для измерения угловых расстояний на небе. Сейчас мы знаем, что гравитационно-связанными являются три компонента Castor — A, B, C, каждый из которых, в свою очередь, является спектроскопической двойной системой.

А первую затменную двойную систему (Алголь) открыл молодой английский астроном Джон Гудрайк (John Goodricke) в 1783 г. Наблюдая переменность блеска звезды, он измерил период переменности (2.867 д) и предложил два возможных объяснения: (i) затмение звезды «гигантской планетой»; (ii) пятно на поверхности вращающейся звезды. Первую гипотезу подтвердил почти век спустя немецкий астроном Герман Фогель (Hermann Carl Vogel) по спектроскопическим измерениям переменности лучевых скоростей спектральных линий в спектре этой двойной звездной системы.

Во второй половине XIX и начале XX в. начала развиваться оптическая спектроскопия, что было в значительной мере обусловлено появлением фотографии и повышением чувствительности фотоэмульсий. Это дало мощный толчок к исследованию спектров как одиночных, так и двойных звезд. В 1910–1914 гг. была построена диаграмма Герцшпрунга-Рассела, затем создана модель звездных атмосфер Милна-Эддингтона. К середине XX века была в целом разработана теория эволюции одиночных звезд. На этом этапе двойные системы играли важную роль как упомянутые «измерительные» лаборатории, позволяющие определить фундаментальные звездные параметры. Действительно, из кривых лучевых скоростей, в простейшей модели двух точечных масс, легко определяются массы и размер орбиты (величины полуосей в случае эллиптической орбиты) с точностью до угла наклона орбиты i : $M_1 \sin^3 i$, $M_2 \sin^3 i$, $a_1 \sin i$, $a_2 \sin i$. Если система затменная, из анализа кривых блеска можно определить i , отношение светимостей компонентов L_1/L_2 и относительные радиусы звезд R_1/a , R_2/a . Совокупность этих величин дает возможность определить абсолютные величины масс, радиусов, и светимостей компонентов системы.

В середине XX в. астрономы обратили внимание на так называемый «парадокс Алголя». В соответствии с теорией эволюции одиночных звезд, чем больше масса одиночной звезды, тем быстрее она эволюционирует. Оказалось, что в двойной системе Алголь (β Persei) компонент, находящийся на более поздней стадии эволюции, чем его спутник, имеет меньшую массу. Для того, чтобы понять, как эволюция в двойной системе влияет на параметры компонентов, необходимо было исследовать статистически значимую выборку объектов. Это было впервые выполнено советскими астрономами П.П. Паренаго и А.Г. Масевич в 1950–51 гг. [1, 2]. Они исследовали 12 двойных систем типа Алголь и обнаружили, что для вторичных (необычных) компонентов этих систем не существует единых соотношений светимость-масса и радиус-масса. Однако они также выяснили, что можно подобрать параметрические соотношения вида $L = f_1(\lambda, M)$, $R = f_2(\lambda, M)$, которые хорошо описывают наблюдательные величины, а λ — некий неизвестный параметр. Отто Струве в 1954 г. на основании этих результатов доказал, что неизвестный параметр λ — не что иное, как отношение масс компонентов системы [3]. По его рекомендации проблемой занялся американский астрофизик Джон Крауфорд, который предложил ныне общепринятое эволюционное объяснение парадокса [4]. Компонент системы, который в настоящее время является менее массивным, ранее был более массивным. В процессе эволюции на стадии окончания горения водорода в ядре он расширился и заполнил свою критическую полость Роша. В результате заметная часть его массы перетекла на первоначально менее массивный компонент, сделав его более массивным.

Открытие и последовавшее объяснение парадокса Алголя ознаменовало новый этап в роли двойных систем в астрофизике. Стало ясно, что помимо того, что двойные системы являются естественными «измерительными» лабораториями, часть из них (тесные двойные системы) представляют собой лаборатории, где происходят уникальные физические процессы. В некотором смысле парадокс Алголя завершает этап развития исследований двойных звезд, который ныне имеет только исторический интерес. Все наблюдательные и теоретические исследования, начиная с этого момента, неразрывно связаны с современностью, поскольку их результаты актуальны сейчас и будут актуальны в будущем.

3. Современное состояние

Начиная с середины XX в., прогресс в изучении двойных звездных систем был обусловлен тремя взаимосвязанными и взаимно влияющими факторами:

1. Появление новых приемников излучения и новых телескопов. Огромную роль в исследованиях двойных звезд сыграло появление в 1940–1950-х гг. фотоэлектрических приемников света, что позволило радикально повысить точность измерения блеска. Появление ПЗС-матриц стало следующим шагом, который повлиял прежде всего на спектроскопию, но также и на фотометрию в разных диапазонах электромагнитного спектра. В 1970-х гг. началась эпоха активных запусков космических телескопов, работающих в разных диапазонах. Благодаря использованию компьютеров был преодолен предел максимального размера традиционных зеркал наземных оптических телескопов. В результате технологического прогресса неизмеримо возрос поток наблюдательных данных от радио до гамма диапазонов электромагнитного спектра. Помимо фотометрии и спектроскопии появились приемники, позволяющие измерять поляризацию, выполнять спекл-поляриметрические и интерферометрические исследования. В последние десятилетия появились принципиально новые детекторы, позволяющие регистрировать гравитационные волны (проекты LIGO, Virgo, KAGRA), а также нейтринные детекторы, самым успешным из которых на данный момент является проект IceCube Neutrino Observatory.
2. Появление быстродействующих компьютеров, благодаря чему стало возможным широкое применение численных методов. Это позволило решать широкий круг задач, аналитическое решение которых невозможно.
3. Открытие новых физических явлений в ТДС — перетекание вещества между компонентами, релятивистские объекты (нейтронные звезды и черные дыры), аккреция, ударные волны, общие оболочки, джеты и т. д.

Попытка описать эти аспекты и области исследования ТДС во всей их полноте в рамках одной статьи обречена на провал. Поэтому ниже будут приведены лишь несколько примеров, близких по тематике к области интересов автора. Первый пример иллюстрирует использование рентгеновских и инфракрасных (ИК) данных, полученных благодаря космическим телескопам и появлению ПЗС матриц, работающих в ИК диапазоне.

Согласно теории эволюции массивных двойных систем одной из заключительных стадий эволюции такой системы является двойная система типа WR+c, компонентами которой являются звезда Вольфа-Райе и компактный объект (нейтронная звезда или черная дыра). Поиском таких систем в 1980-е годы безуспешно занимались несколько групп ученых из разных стран. И только в 1993 г. система этого типа была обнаружена, как это бывает в науке, почти случайно. Сама по себе двойная система Cyg X-3 была известна еще с начала 1970-х годов, когда наблюдения на спутнике *Uhuru* показали, что это дискретный рентгеновский источник. Период рентгеновской переменности равен 4.8 ч, практически сразу стало ясно, что большая рентгеновская светимость связана с аккрецией вещества на компактный объект в двойной системе. Однако природа «нормального» компонента системы оставалась неизвестной. Причина заключалась в том, что объект расположен в плоскости Галактики на расстоянии около 7 кпк. Межзвездное поглощение настолько велико, что в видимом диапазоне спектра система слабее 25-й звездной величины (в ИК полосе J звездная величина ~ 11). И лишь спектральные наблюдения в ИК диапазоне [5] позволили выяснить, что «нормальный» компонент представляет собой звезду WR. По настоящее время Cyg X-3 является единственной известной ТДС данного типа в Галактике. С использованием архивных рентгеновских наблюдений на спутнике *RXTE* и фотометрических *JHK* наблюдений на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ мы построили модель двойной системы, описывающую все характерные особенности рентгеновских и ИК кривых блеска [6]. В этой модели присутствует несколько компонентов: горячая и «холодная» (в тени звезды WR) части ветра WR, ударная волна по ходу орбитального движения компактного объекта («bow shock»), а также след из плотных блобов вещества ветра WR, создаваемых взаимодействием джета компактного объекта с ветром («clumpy trail»). Схематичное изображение модели, а также наблюдательные и теоретические кривые блеска в рентгеновском и ИК диапазонах показаны на рис. 1 и рис. 2. В результате нашего анализа удалось определить наиболее вероятные параметры компонентов системы, темпа потери массы в ветре компонента WR, и оценить массу компактного объекта. Она оказалась равной $\sim 7.2M_{\odot}$, что является аргументом в пользу того, что компактный объект является черной дырой.

Одним из наиболее ярких проявлений того, как появление компьютеров изменило способы решения научных задач, является анализ кривых блеска затменных ТДС. Даже в случае сферических звезд, форма поверхности которых не искажена приливным взаимодействием, вычислить теоретическую кривую блеска в общем случае аналитически невозможно. С целью извлечения из кривых блеска информации о параметрах компонентов были предложены различные полуаналитические методы. Вершиной такого подхода, вероятно, является метод Рассела-Меррилла [7], в котором методика анализа сферических звезд была обобщена на случай двойных систем с приливно-деформированными компонентами. В этом методе предполагается, что оба компонента двойной системы представляют собой подобные трехосные эллипсоиды на круговой орби-

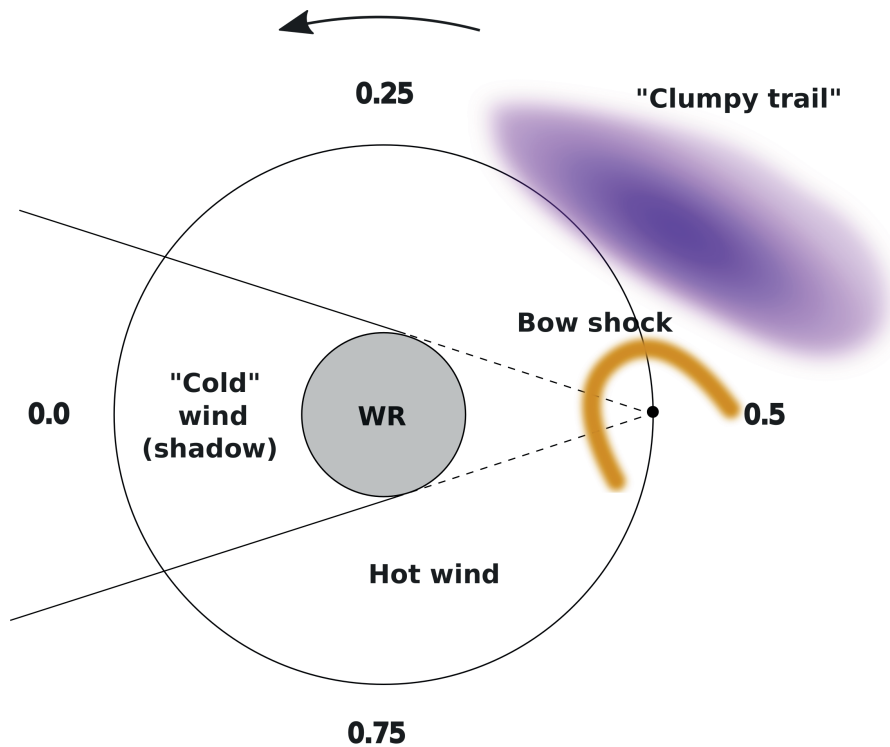


Рис. 1: Схематическое изображение модели, ее компоненты и фазы орбитального периода. Рисунок взят из [6].

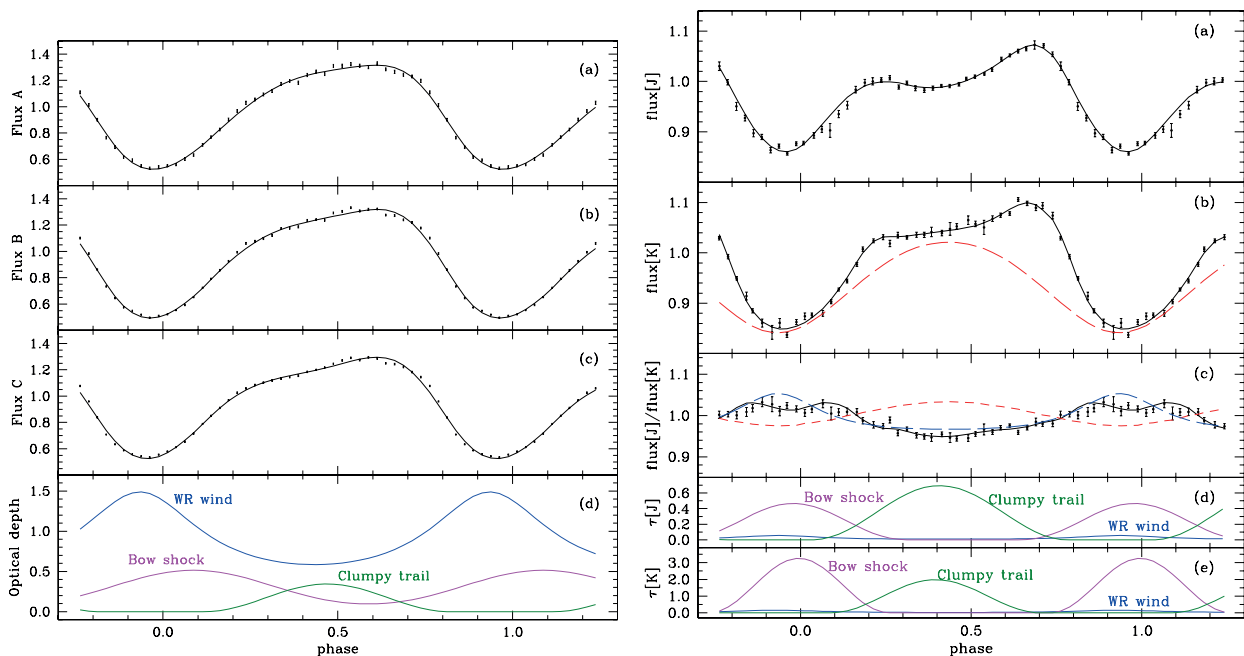


Рис. 2: Слева: средние наблюдательные и теоретические рентгеновские кривые блеска в мягком (а), среднем (b), и жестком (c) диапазонах *RXTE* ASM. Справа: то же самое для ИК полос *J* и *K*. На панели (c) показано изменение цвета системы в течение орбитального цикла. На нижних панелях показан вклад различных компонентов модели в теоретические кривые блеска. Рисунки взяты из [6].

те. Наблюдаемая кривая блеска подвергается процедуре «ректификации», которая модифицирует исходную кривую так, чтобы исключить из нее влияние эллипсоидальности компонентов и эффекта отражения. Параметры ректификации определяются по внезатменной части кривой блеска. Получившаяся таким образом «ректифицированная» кривая блеска соответствует двойной системе, состоящей из сферических компонентов, свойства которых предположительно известным образом связаны со свойствами реальных звезд. Для решения ректифицированной кривой блеска использовались методы, созданные ранее для систем со сферическими компонентами. Несмотря на то, что в «докомпьютерную» эру метод сыграл важную роль и сам по себе очень красив, он также обладал рядом недостатков, помимо того, что требовал вычислений, проводимых вручную. Во-первых, формы приливно и вращательно искаженных звезд, вообще говоря, не совпадают с трехосными эллипсоидами. Это приближение может использоваться лишь для сравнительно разделенных систем, где искажение форм звезд минимально. При этом понятие априори, удовлетворяет ли конкретная двойная система этому требованию, затруднительно. Во-вторых, такие явления, как гравитационное потемнение или эффект отражения, учитываются в методе так, чтобы это было удобно для ручных вычислений; однако соответствующие математические выражения неадекватны физически.

Революционный скачок произошел в конце 1960-х и начале 1970-х гг., когда ученым стали доступны первые сравнительно быстродействующие компьютеры. Он был основан на предшествующей работе Зденка Копала [8], который показал, что компоненты ТДС имеют форму, совпадающую с эквипотенциальной поверхностью в гравитационном поле системы с учетом орбитального движения. Модель получила название модели Роша по имени французского астронома и математика первой половины XIX в. Эдуарда Роша (Édouard Albert Roche), который впервые исследовал строение жидких тел вращения с учетом внутренних и внешних сил. Модель Роша стала основой «физической» модели двойной системы, как альтернативы «геометрической» модели Рассела-Меррилла и подобных. На основе этой физической модели были разработаны различные компьютерные программы, которые превратились в один из основных инструментов анализа ТДС. Наиболее успешным вариантом такой программы стала компьютерная программа Вилсона и Девиннея (Wilson и Devinney, «WD code», [9]). Впоследствии она послужила основой для многочисленных модификаций, учитывающих особенности конкретных ТДС. Основная идея модели — поверхности компонентов рассчитываются в модели Роша и разбиваются на тысячи элементарных площадок. Излучение от каждой площадки в направлении наблюдателя рассчитывается с учетом температуры площадки, потемнения к краю диска звезды, гравитационного потемнения, эффекта отражения. Можно использовать приближение чернотельного излучения или модели атмосфер звезд. Можно добавлять на поверхности компонентов пятна. Орбиты двойных систем могут быть круговыми или эллиптическими. Этот подход принципиально отличает «физическую» модель Роша от «геометрической» модели Рассела-Меррилла. Компьютерная модель, созданная на основе «физической» модели, концептуально намного проще предшествующих полуаналитических, поскольку она определяется набором достаточно простых уравнений и формул, описывающих локальные свойства элементов поверхности компонентов, а всю сложность получения интегральных показателей «берет на себя» компьютерный код. При этом уравнения и формулы, описывающие двойную систему и свойства ее компонентов, определяются соответствующей физикой, а не тем, насколько трудно или легко решать их вручную. Именно в этом состоит радикальное преимущество кода WD и ему подобных (объединяемых общим названием «методы синтеза») перед предшествующими методами.

В настоящее время существует большое число вариантов программы WD, как коммерческих, так и бесплатных, с открытым и закрытым исходными кодами. Наиболее продвинутым вариантом является программа РНОЕВЕ [10] — бесплатная программа с открытым исходным кодом, активно поддерживаемая международной группой ученых. Программа доступна в разных операционных системах, обладает удобным интерфейсом пользователя, и включает множество усовершенствований по сравнению с исходным кодом WD. Среди них вычисление потока от системы в фильтрах, которые были использованы в наблюдениях (оригинальный код WD вычислял монохроматическую кривую блеска), возможность одновременного решения кривых блеска и лучевых скоростей, выбор из нескольких численных методов минимизации невязки, эвристические методы поиска глобального минимума невязок и т. д.

Однако этот метод может быть использован лишь для стандартной модели, в которой оба компонента системы описываются в модели Роша. Изучение рентгеновских двойных систем, где происходит аккреция вещества на компактные объекты, систем со звездами O и WR (которые обладают мощными звездными ветрами) и т. п. потребовали разрабатывать варианты модели, включающие аккреционные диски, ветра, и т. д. Такие модели не могут претендовать на универсальность и, как правило, не рассчитаны на публичное использование. Основная причина заключается не в том, что авторы против обнародования своих исходных кодов, а в том, что такие компьютерные программы, в отличие от рассчитанной на публичное использование РНОЕВЕ, не являются «fool proof». У авторов подобных программ просто нет достаточных ресурсов для того, чтобы включить в свои программы обработку всевозможных нештатных ситуаций (которые неизбежно возникнут при попытке их использования сторонними пользователями), или разработать дружественный интерфейс пользователя. В этой ситуации оптимальным является сотрудничество автора программы с дру-

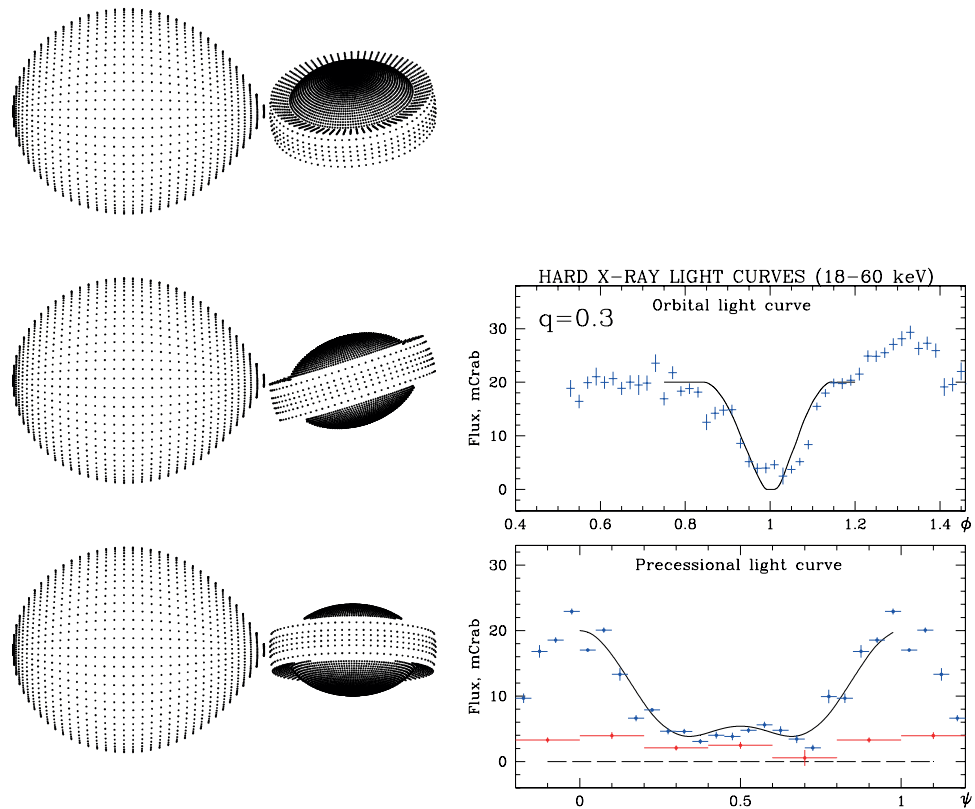


Рис. 3: Слева: проекция модели SS433 на картинную плоскость в квадратуре орбиты, в трех фазах прецессионного периода. Справа: наблюдаемые (точки) и модельные (линии) кривые блеска в рентгеновском диапазоне 18 – 60 кэВ. Внизу показана прецессионная кривая блеска, вверху — орбитальная в окрестности главного минимума. Рисунки взяты из [18, 19].

гими исследователями. Как правило, авторы открыты к такому сотрудничеству. Примерами «авторских» программ синтеза являются программы, созданные в ГАИШ МГУ для анализа кривых блеска (оптических и рентгеновских) и кривых лучевых скоростей рентгеновских двойных систем с аккреционными дисками, катаклизмических переменных, звезд с компонентами O и WR [11, 12, 13, 14, 15, 16, 17].

В качестве иллюстраций применения метода синтеза ниже показано несколько примеров. Одним из интереснейших объектов является микроквазар SS433, представляющий собой двойную систему с компактным объектом, прецессирующим аккреционным диском вокруг него, и двумя релятивистскими джетами. Природа компактного объекта (черная дыра или нейтронная звезда) долгое время оставалась неясной. С использованием рентгеновских наблюдений со спутника Integral и специально разработанной модели с геометрически толстым аккреционным диском и горячей рентгеновской короной в основании релятивистских джетов авторам [18, 19] удалось определить вероятное отношение масс в системе. Обычно оно не определяется из орбитальной кривой блеска, но в данном случае, используя совместно орбитальную и прецессионную рентгеновскую переменность, это удалось сделать. Оказалось, что отношение массы компактного объекта к массе оптической звезды вероятнее всего находится в интервале 0.3–0.5, что соответствует гипотезе о черной дыре. Результаты анализа [18, 19] приведены на рис. 3.

Еще один пример использования метода синтеза — наш анализ [20] кривых блеска GPX-TF16E-48, двойной системы с периодом 0.3 дня и очень необычной кривой блеска. Это предкатаклизмическая переменная, в которой основная видимая переменность обусловлена поворотом приливно-деформированной оптической звезды в течение орбитального цикла, а затмение белого карлика продолжается всего несколько минут (рис. 4, слева). Для анализа кривых блеска использовалась почти стандартная модель WD, для описания различной высоты максимумов пришлось добавить пятно на поверхность оптической звезды. С привлечением спектральных данных удалось точно определить основные параметры системы — угол наклона орбиты, массы, температуры и радиусы компонентов. Экспесс наблюдаемой кривой блеска по сравнению с модельной в фильтре r мы объяснили, предположив существование циклотронного излучения вблизи белого карлика, что спустя два года было подтверждено по измерениям круговой поляризации [21].

Пример использования метода синтеза для системы со звездой WR, обладающей мощным ветром (WR22, WN7h+O9III-V), показан на рис. 4 справа. Орбитальный период составляет около 80 дней, орбита сильно

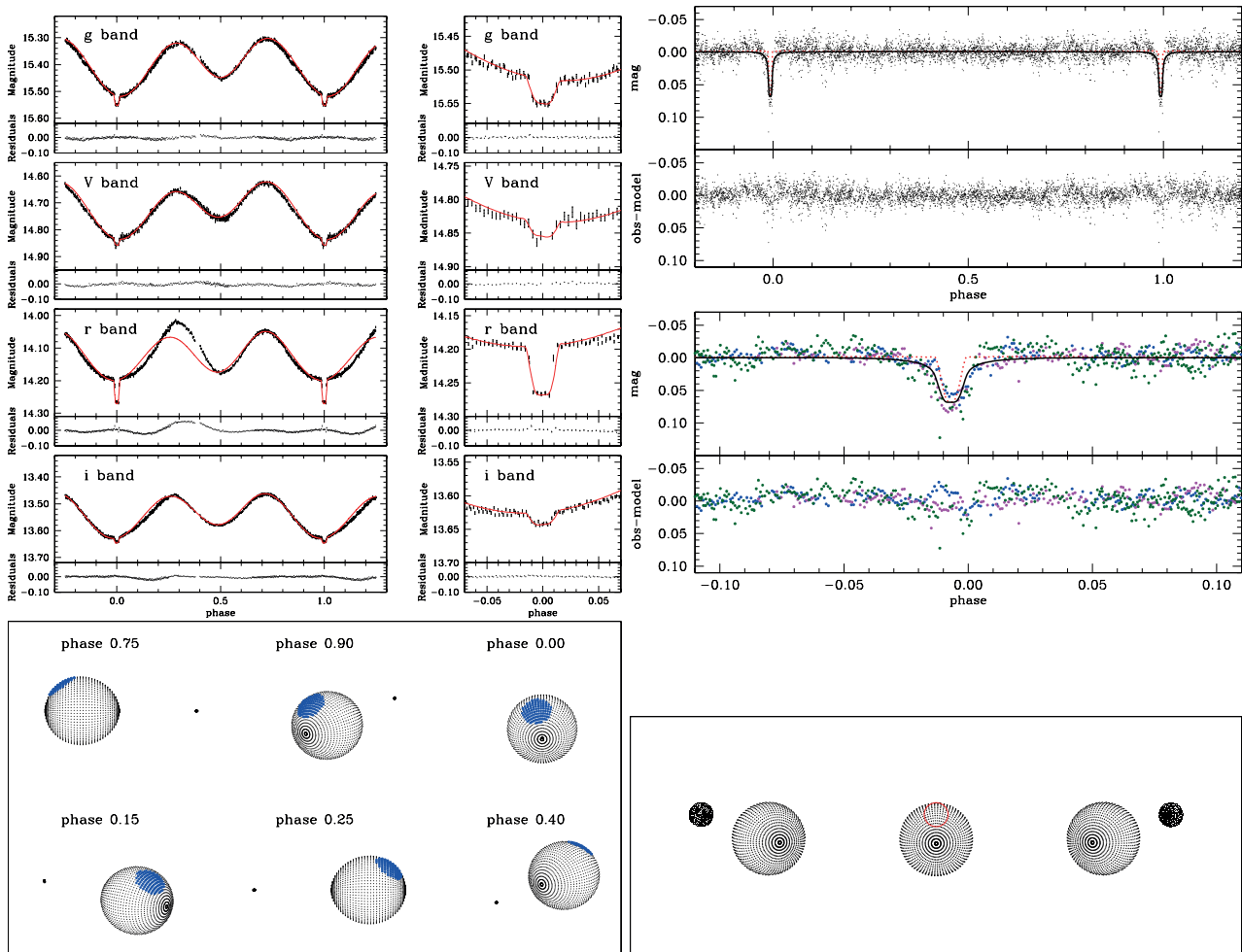


Рис. 4: Слева сверху: наблюдаемые (точки) и модельные (красные линии) кривые блеска GPX-TF16E-48 в фильтрах gVri. Слева внизу: проекция модели двойной системы на картинную плоскость в нескольких фазах орбитального периода. Из-за малых размеров белый карлик выглядит как точка. Рисунки взяты из [20]. Справа сверху: наблюдаемая и теоретическая кривые блеска WR22. Цветными точками показана область затмения. Красная пунктирная линия — модель, из которой исключено влияние ветра WR. Черная линия — оптимальная модель с учетом ветра WR. Справа внизу: проекция модели на картинную плоскость за 0.01P до момента соединения, в момент соединения, и через 0.01P после соединения. Ветер WR на этом рисунке не визуализирован. Рисунки взяты из [22].

эксцентричная, поэтому в системе наблюдается всего одно затмение продолжительностью около 3 дней. Это делает ее очень неудобной для наблюдений с Земли. В нашей работе [22] мы проанализировали кривую блеска, полученную на одном из космических нано-спутников *BRITTE*. Удалось с хорошей точностью определить угол наклона орбиты и параметры компонентов, в частности, окончательно установить класс светимости компонента O: O9V. Как видно из рис. 4 (разница между кривой блеска полной модели и модели с исключенным ветром), учет влияния ветра WR в модели является определяющим фактором для получения точных параметров. Анализ кривой блеска в стандартной модели Роша привел бы к искаженным значениям параметров системы и ее компонентов.

Помимо методов синтеза, появление быстродействующих компьютеров сыграло большую роль в развитии других методов анализа и физических моделей. Среди них — использование регуляризирующих алгоритмов для решения кривых блеска [23, 24, 25, 26], компьютерные программы для решения уравнений переноса излучения в звездах ранних спектральных классов с мощными ветрами (например, [27]), а также многочисленные газодинамические модели аккреции ([28, 29] и многие другие), столкновения звездных ветров в двойных системах O+O и WR+O (например, [30, 31, 32]).

Прогресс в технологическом развитии привел к обнаружению большого числа объектов, в которых наблюдались новые физические процессы и новые типы объектов, такие, как черные дыры и нейтронные звезды (хотя существование и тех, и других было предсказано теоретически еще до их открытия). Не имея возможности углубляться в подробности, просто перечислим некоторые из них: (i) рентгеновские двойные

системы (массивные и маломассивные); (ii) катаклизмические переменные; (iii) полярные; (iv) новые звезды; (v) сверхновые типа Ia; (vi) симбиотические звезды; (vii) звезды WR+O; (viii) двойные белые карлики, пульсары, черные дыры; (ix) аккреция, джеты, столкновение звездных ветров, слияние компонентов. Изучение свойств этих объектов и происходящих в них процессов потребовало разработки новых методов анализа, новых физических моделей, и в конце концов привело к созданию теории эволюции двойных звездных систем как естественного дополнения к теории эволюции одиночных звезд. Основополагающую роль в разработке теории эволюции двойных звезд сыграли работы Копала [8] и Свечникова [33, 34], которые разработали классификацию двойных звезд, а также пионерские работы Пачинского [35, 36], Снежко [37], Тутукова, Юнгельсона, Масевич [38, 39], Ван ден Хейвела и Де Лура [40]. Последующее развитие идей, заложенных этими авторами, воплотилось, в частности, в создании компьютерных программ, выполняющих расчеты по популяционному синтезу — эволюции первоначально заданного ансамбля звезд с определенными начальными распределениями параметров. В ГАИШ МГУ это компьютерная программа «Машина сценариев» [41]. За рубежом одной из наиболее популярных программ популяционного синтеза, включающего как одиночные, так и двойные звезды, является программа BPASS (Binary Population and Spectral Synthesis) [42].

Ярким примером того, как тесные двойные системы позволяют тестировать фундаментальные физические теории, являются гравитационно-волновые наблюдения в проектах LIGO [43], Virgo [44], KAGRA [45]. В проекте LIGO впервые был зарегистрирован гравитационно-волновой всплеск от слияния черных дыр в двойной системе. Тем самым впервые было прямо доказано существование гравитационных волн. Наблюдения слияний черных дыр и нейтронных звезд в двойных системах позволяет определить массы компонентов до слияния и образовавшегося объекта после него, и ряд других параметров.

4. Будущее

Тесные двойные системы демонстрируют огромное разнообразие всевозможных физических явлений. Эти явления не ограничиваются внутренним пространством системы. Двойные системы взаимодействуют с окружающей межзвездной средой, тем самым влияя на эволюцию своих родительских галактик. Учитывая, что не менее половины всех звезд входит в двойные системы, а среди массивных звезд эта доля еще выше, такое влияние оказывается очень существенным. Таким образом, перед учеными, работающими в области изучения ТДС, стоит множество конкретных задач по изучению как самих двойных систем, так и их взаимодействия с окружением. При всем их разнообразии, представляется, что эти задачи можно разделить на две больших категории:

(i) *Разработка автоматизированных методов анализа наблюдений.* Насущность этой задачи связана с тем, что поток наблюдательных данных увеличивается экспоненциально. Например, в релизе данных GAIA DR3 содержится 2 184 477 кандидатов в затменные двойные системы [46]. На каждую систему приходится от 16 до 259 измерений. Спутник TESS за первые два года работы обнаружил 4584 затменных двойных систем [47] с большим числом измерений для каждого объекта. Проект LSST (с началом наблюдений, запланированным на 2025 г.) обеспечит обзор южного неба с беспрецедентным объемом многоцветных данных. Все эти и другие обзоры потенциально содержат огромное количество новой информации о физических параметрах входящих в двойные системы звезд.

Очевидно, что традиционный подход, когда каждая система анализируется индивидуально, неприменим к такому огромному объему данных. Главной проблемой становится не сам по себе автоматизированный запуск программы, ищущей оптимальное решение кривой блеска конкретной системы в модели WD, а, во-первых, идентификация кандидатов в двойные системы во всем массиве наблюдений, и во-вторых, автоматизированная оценка достоверности параметров модели, полученных в результате решения.

Первая задача в цитированных работах решается путем аппроксимации кривых блеска двумя Гауссианами (которые в случае успеха предположительно описывают два затмения) плюс функцией косинуса, которая предположительно описывает эллипсоидальную переменность. В зависимости от успеха/неуспеха аппроксимаций и их параметров каждому объекту присваивается определенный ранг, отражающий надежность классификации. Вторая задача более сложна. Параметры двойной системы и ее компонентов коррелируют друг с другом. Это не проблема модели, а объективное свойство двойных систем. Например, влияние изменения угла наклона орбиты на кривую блеска может быть до некоторой степени скомпенсировано соответствующим изменением радиусов компонентов. Кроме этого, физическая модель двойной системы зависит от большого числа параметров, одновременное определение которых нереально. Как правило, часть из них (а также некоторые функциональные зависимости, например, форма закона потемнения к краю) необходимо фиксировать, исходя из физических соображений. Все эти обстоятельства при традиционном подходе учитываются квалифицированным исследователем.

Один из авторов метода WD, Роберт Вилсон, писал в 1994 г. в своей обзорной статье [48]: «Решение методом наименьших квадратов не сводится к формальным алгоритмам, но также включает персональное участие исследователя. Чаще всего это участие выражается в идентификации областей пространства параметров, которые следует исключить из моделирования». Эта цитата подчеркивает важное обстоятельство:

какими бы изошренными не были математические методы поиска решения, они сами по себе не способны оценить его надежность с физической точки зрения (хотя математическая значимость может быть высокой). Такая физическая оценка до настоящего времени требовала участия исследователя. При автоматизированном анализе тысяч или миллионов объектов роль исследователя должен взять на себя его компьютерный аналог — обученная на тысячах примеров нейронная сеть и/или системы искусственного интеллекта.

(ii) *Развитие газодинамических моделей.* Название этого пункта может показаться слишком частным («а как же спектры, поляризация, гамма-вспышки и т. п.?»), но на самом деле оно подчеркивает тот факт, что практически все физические процессы, которые происходят в двойных системах и отсутствуют в одиночных звездах, связаны с движением вещества — перетекание от одной звезды на другую, аккреция, джеты, потеря вещества через звездный ветер, столкновение ветров, общие оболочки, и т. д. При этом существенную роль может играть магнитное поле, различные механизмы ионизации плазмы и т. д. Хотя в последние два десятка лет в области газодинамических моделей различных процессов был достигнут большой прогресс (включая 3D-моделирование), множество проблем остается нерешенными. Ниже приведен только один пример, близкий к области интересов автора — газодинамика звездных ветров одиночных звезд ранних спектральных классов (WR и O) и динамика столкновения этих ветров в системах O+O и WR+O. Необходимость адекватных моделей зоны столкновения ветров для анализа (особенно рентгеновских) наблюдений очевидна. Однако знание пространственного распределения характеристик ветра (скорость, плотность, температура, неоднородность и т. д.) в одиночных звездах важно и для моделирования двойных систем, а именно для учета в модели той части ветров компонентов, которая находится вне зоны столкновения.

В идеале для самосогласованного расчета структуры потока вещества в ветрах/зоне столкновения и его характеристик необходимо совместно решать уравнения переноса излучения и уравнения газодинамики. Однако, ввиду теоретических сложностей и огромных компьютерных ресурсов, требуемых для таких расчетов, часто в зависимости от задачи отдается предпочтение одним или другим уравнениям. Так, уравнения переноса обычно решаются (например, в де факто ставшей стандартной для звезд O и WR программе Потсдамской группы [27, 49]) с использованием заданной кинематики ветра, чаще всего в форме так называемого β -закона

$$v(r) = V_{\infty} \left(1 - \frac{R_*}{r} \right)^{\beta}.$$

Теоретически этот закон (с показателем степени $\beta = 0.5$) был обоснован еще в 1934 г. Чандрасекаром [50] в предположении, что сила, направленная наружу от звезды и вызывающая движение вещества в ветре, пропорциональна силе тяжести. В работе [51] тот же закон с таким же показателем был получен для модели ветра, движимого давлением излучения в линиях (при определенных предположениях). Закон с показателем $\beta = 0.5$ означает, что вещество ветра очень быстро ускоряется вблизи звезды, а затем его скорость близка к V_{∞} и почти не меняется (рис. 5 слева). Однако анализ наблюдательных данных (в частности, двойных систем) показал, что вещество ветра многих звезд заметно ускоряется на больших расстояниях от звезды. Если продолжать использовать β -закон, это означает большую величину показателя. По этой причине и была принята такая форма закона, где показатель не зафиксирован, а является свободным параметром. Однако в сравнительно недавней работе [52] в результате газодинамических расчетов (к сожалению, одномерных) было показано, что по крайней мере для звезд WR с их массивными ветрами поведение скорости ветра с расстоянием более сложно. Непрозрачности в линиях не хватает для того, чтобы разогнать ветер «сразу» за один прием до терминальной скорости, как в менее массивных ветрах. В результате увеличение скорости останавливается сравнительно недалеко от звезды, или даже начинается ее уменьшение. Но затем из-за изменения температуры ветра и состояния ионизации непрозрачность вещества (а значит и сила лучевого давления) возрастает и ветер начинает заново ускоряться (рис. 5, справа). Интересно, что за много лет до цитированной работы авторы [53], учитывая наблюдательные и теоретические аргументы в пользу того, что вещество в ветре продолжает ускоряться на значительном расстоянии от звезды, предложили модификацию β -закона, обобщающего предыдущую формулу и дающего результат, качественно похожий на [52]. Эта модификация по сути представляет собой сумму двух β -законов с различными показателями β на разных расстояниях от звезды.

Следует отметить, что упомянутая стандартная модель переноса излучения в звездах WR не в состоянии работать с немонотонным законом $v(r)$. Еще одной проблемой является неоднородность ветров, движимых давлением излучения (так называемый клампинг, «clumping»). Такие ветра внутренне неустойчивы и разбиваются на плотные сгустки (блобы, «blobs», «clumps»). В стандартной модели клампинг был введен для того, чтобы она адекватно описывала красные крылья спектральных линий, а также чтобы уменьшить темпы потери массы звездами WR, которые в этой модели оказывались завышенными более, чем в 10 раз. Однако учет неоднородности в стандартной модели достаточно примитивен (микроклампинг, оптически тонкие блобы) и сводится к тому, что темп потери массы масштабируется величиной \sqrt{D} , где D — так называемый

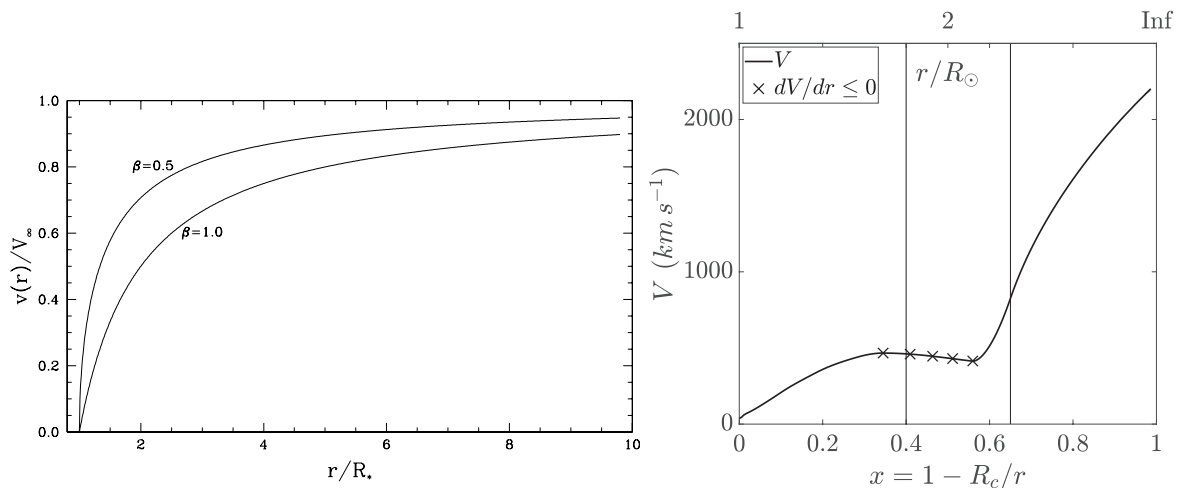


Рис. 5: Слева: стандартный β -закон для показателей β 0.5 и 1.0. Справа: один из модельных расчетов [52].

клампинг фактор (отношение плотности внутри блоков к плотности в среде между ними), принимаемый в модели постоянной величине, равной 4. Описанные проблемы требуют самосогласованного решения.

В том, что касается столкновения ветров в системах WR+O и O+O, ситуация с теоретическими моделями отличается для случаев адиабатической и радиативной ударной волны. В первом случае давление за фронтом ударной волны остается высоким, объем газа за фронтом велик, и используемая в численных моделях пространственная сетка сравнительно успешно описывает эту область. В случае радиативных ударных волн ситуация намного сложнее. Из-за сильного высвечивания внутренней энергии газа за фронтом эта область сильно сжимается, и в модели требуется очень мелкая сетка для разрешения полученных структур. Кроме этого, существует проблема численного перемешивания, возникающая из-за конечной точности компьютерных вычислений, и ряд других вычислительных и теоретических проблем. Эти проблемы более детально описаны в [54, 55], и все еще не преодолены удовлетворительным образом.

Газодинамика ветров звезд WR и O — только малая часть тех задач, которые стоят перед исследователями в области двойных звезд. Глобальная цель — создание самосогласованных динамических моделей для разных типов двойных систем и происходящих в них физических процессов. Это потребует как значительных теоретических усилий, так и разработки эффективных численных методов.

Работа поддержана грантом РФФ 23-12-00092.

Список литературы

1. P. P. Parenago, *Astron. zhurn.*, **27**, 41, 1950.
2. P. P. Parenago and A. G. Masevich, *Trudy Gosudarstvennogo Astronomicheskogo Instituta*, **20**, 81, 1951.
3. O. Struve, in *Liege International Astrophysical Colloquia*, **5**, 236 (1954).
4. J. A. Crawford, *Astrophys. J.*, **121**, 71, 1955.
5. M. H. van Kerkwijk, *Astron. and Astrophys.*, **276**, L9, 1993.
6. I. I. Antokhin, A. M. Cherepashchuk, E. A. Antokhina, and A. M. Tatarnikov, *Astrophys. J.*, **926**, 123, 2022.
7. H. N. Russell and J. E. Merrill, *The determination of the elements of eclipsing binaries* (1952).
8. Z. Kopal, *Close binary systems* (1959).
9. R. E. Wilson and E. J. Devinney, *Astrophys. J.*, **166**, 605, 1971.
10. A. Prša, *Modeling and Analysis of Eclipsing Binary Stars; The theory and design principles of PHOEBE* (2018).
11. T. S. Khruzina, *Soviet Astron.*, **29**, 55, 1985.
12. T. S. Khruzina, *Astronomy Reports*, **49**, 783, 2005.
13. E. A. Antokhina and A. M. Cherepashchuk, *Soviet Astron.*, **31**, 295, 1987.
14. E. A. Antokhina, E. V. Seifina, and A. M. Cherepashchuk, *Soviet Astron.*, **36**, 143, 1992.
15. E. A. Antokhina and A. M. Cherepashchuk, *Astronomy Reports*, **38**, 367, 1994.
16. E. A. Antokhina, A. M. Cherepashchuk, and V. V. Shimanskii, *Astronomy Reports*, **49**, 109, 2005.
17. E. A. Antokhina, I. I. Antokhin, and A. M. Cherepashchuk, *Astron. and Astrophys. Trans.*, **28**, 3, 2013.
18. A. M. Cherepashchuk, R. A. Sunyaev, K. A. Postnov, E. A. Antokhina, and S. V. Molkov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **397**, 479, 2009.
19. A. M. Cherepashchuk, R. A. Sunyaev, S. V. Molkov, E. A. Antokhina, K. A. Postnov, and A. I. Bogomazov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **436**, 2004, 2013.
20. V. Krushinsky, P. Benni, A. Burdanov, I. Antokhin, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **493**, 5208, 2020.
21. P. Hakala, S. G. Parsons, T. R. Marsh, B. T. Gänsicke, G. Ramsay, A. Schwope, and J. J. Hermes, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **513**, 3858, 2022.

22. G. Lenoir-Craig, I. I. Antokhin, E. A. Antokhina, N. St-Louis, and A. F. J. Moffat, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **510**, 246, 2022.
23. A. M. Cherepashchuk, A. V. Goncharskii, and A. G. Yagola, *Soviet Astron.*, **18**, 460, 1975.
24. A. V. Goncharskij, A. M. Cherepashchuk, and A. G. Yagola, *Numerical methods of solving inverse problems of astrophysics*. (1978).
25. I. I. Antokhin, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **420**, 495, 2012.
26. I. I. Antokhin, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **463**, 2079, 2016.
27. W. R. Hamann, *Astron. and Astrophys.*, **148**, 364, 1985.
28. D. Bisikalo, in A. Prša and M. Zejda, eds., *Binaries - Key to Comprehension of the Universe*, **435**, 287 (2010).
29. V. V. Lukin, K. L. Malanchev, N. I. Shakura, K. A. Postnov, V. M. Chechetkin, and V. P. Utrobin, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **467**, 2934, 2017.
30. I. R. Stevens, J. M. Blondin, and A. M. T. Pollock, *Astrophys. J.*, **386**, 265, 1992.
31. J. M. Pittard and I. R. Stevens, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **292**, 298, 1997.
32. K. G. Gayley, S. P. Owocki, and S. R. Cranmer, *Astrophys. J.*, **475**, 786, 1997.
33. M. A. Svechnikov and L. A. Bessonova, *Bulletin d'Information du Centre de Donnees Stellaires*, **26**, 99, 1984.
34. M. A. Svechnikov, *Katalog orbital'nykh ehlementov, mass i svetimostej tesnykh dvojnykh zvezd. (Catalogue of orbital elements, masses and luminosities of close binaries)*. (1986).
35. B. Paczyński, *Acta Astron.*, **16**, 231, 1966.
36. B. Paczyński, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, **9**, 183, 1971.
37. L. I. Snezhko, *Peremennye zvezdy*, **16**, 253, 1967.
38. A. Tutukov and L. Yungelson, *Nauchnye Informatsii*, **27**, 58, 1973.
39. A. G. Mashevich, A. V. Tutukov, and L. R. Yungelson, *Astrophysics and Space Science*, **40**, 115, 1976.
40. E. P. J. van den Heuvel and C. De Loore, *Astron. and Astrophys.*, **25**, 387, 1973.
41. V. M. Lipunov, K. A. Postnov, and M. E. Prokhorov, *The scenario machine: Binary star population synthesis* (1996).
42. J. J. Eldridge, E. R. Stanway, L. Xiao, L. A. S. McClelland, G. Taylor, M. Ng, S. M. L. Greis, and J. C. Bray, *Publications of the Astronomical Society of Australia*, **34**, e058, 2017.
43. LIGO Scientific Collaboration, J. Aasi, B. P. Abbott, R. Abbott, et al., *Classical and Quantum Gravity*, **32**, 074001, 2015.
44. Virgo Collaboration, F. Acernese, M. Agathos, K. Agatsuma, et al., *Classical and Quantum Gravity*, **32**, 024001, 2015.
45. KAGRA Collaboration, T. Akutsu, M. Ando, K. Arai, et al., *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, **2021**, 05A101, 2021.
46. N. Mowlavi, B. Holl, I. Lecoœur-Taïbi, F. Barblan, et al., *Astron. and Astrophys.*, **674**, A16, 2023.
47. A. Prša, A. Kochoska, K. E. Conroy, N. Eisner, et al., *Astrophys. J. Supp.*, **258**, 16, 2022.
48. R. E. Wilson, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **106**, 921, 1994.
49. W. R. Hamann, G. Gräfener, A. Liermann, R. Hainich, et al., *Astron. and Astrophys.*, **625**, A57, 2019.
50. S. Chandrasekhar, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **94**, 522, 1934.
51. J. I. Castor, D. C. Abbott, and R. I. Klein, *Astrophys. J.*, **195**, 157, 1975.
52. L. G. Poniatoski, J. O. Sundqvist, N. D. Kee, S. P. Owocki, et al., *Astron. and Astrophys.*, **647**, A151, 2021.
53. D. J. Hillier and D. L. Miller, *Astrophys. J.*, **519**, 354, 1999.
54. A. V. Myasnikov, S. A. Zhekov, and N. A. Belov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **298**, 1021, 1998.
55. I. I. Antokhin, S. P. Owocki, and J. C. Brown, *Astrophys. J.*, **611**, 434, 2004.

Переменность оптических и рентгеновских спектров звезд типа Gamma Cassiopeia

Холтыгин А.Ф.¹, Рыспаева Е.Б.^{1,2}, Якунин И.Ф.³, Циопа О.А.⁴

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

² Крымская астрофизическая обсерватория, Крым, Россия

³ Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

⁴ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

Звезды типа γ Cas (γ Cas analogs) относятся к малой группе Be звезд с высокой рентгеновской светимостью $10^{31} - 10^{33}$ эрг/с и аномально высокой температурой, излучающей в рентгеновском диапазоне плазмы в 10–20 кэВ и более в предположении о полностью тепловом рентгеновском излучении. Представлены результаты анализа оптических спектров γ Cas по программе наблюдений на БТА «Переменность профилей линий в спектрах ОВА-звезд и природа их рентгеновского излучения» и исследование архивных рентгеновских спектров этой звезды по наблюдениям 2010 и 2014 г. на спутнике XMM-Newton. Обнаружена переменность профилей линий в оптических спектрах и переменность оптического блеска звезды γ Cas на шкалах от минут до часов. Предположено, что переменность на минутных шкалах связана с высокими модами нерадиальных пульсаций звезд этого типа. Периоды оптической и рентгеновской переменности оказались близки, что позволяет высказать гипотезу о модуляции структуры ветра в результате нерадиальных фотосферных пульсаций. Аномально жесткое рентгеновское излучение звезд типа γ Cas может быть объяснено в рамках гипотезы о вкладе возможного нетеплового рентгеновского излучения, возникающего вследствие обратного комптоновского рассеяния УФ фотонов на релятивистских электронах.

Поступила в редакцию 31.07.2023 г. Принята в печать 29.08.2023 г.

Ключевые слова: Be звезды, индивидуальные: gamma Cas, оптические спектры, рентгеновские спектры, переменность

Variability of optical and X-ray spectra of Gamma Cassiopeia stars

Kholtygin A.F.¹, Ryspaeva E.B.^{1,2}, Yakunin I.A.³, Tsiopa O.A.⁴

¹ Saint-Petersburg State University, Saint-Petersburg, Russia

² Crimean Astrophysical Observatory, Crimea, Russia

³ Special Astrophysical Observatory of the RAS, Nizhnij Arkhyz, Russia

⁴ Central Astronomical Observatory of the RAS at Pulkovo, Saint-Petersburg, Russia

Stars of the γ Cas type (γ Cas analogs) belong to a small group of Be stars with a high X-ray luminosity of $10^{31} - 10^{33}$ erg/s and an anomalously high temperature of the plasma emitting in the X-ray range of 10–20 keV or more, assuming a completely thermal X-ray emission. The results of the analysis of the optical spectra of γ Cas under the program of observations on the BTA “Line profile variability in the spectra of OBA stars and the nature of their X-ray emission” and the results of a study of the archival X-ray spectra of this star in 2010–2014 based on observations on the XMM-Newton satellite are presented. The variability of the line profiles in the optical spectra and the variability of the X-ray brightness of the γ Cas star on scales from minutes to hours are found. It is assumed that the minute scale variability is associated with high modes of non-radial pulsations of stars of this type. The periods of optical and X-ray variability turned out to be close, which allows us to hypothesize that the wind structure is modulated as a result of non-radial photospheric pulsations. The anomalously hard X-ray emission from such stars can be explained in terms of the contribution of possible non-thermal X-ray emission resulting from Compton backscattering of UV photons by relativistic electrons.

Received 31.07.2023. Accepted 29.08.2023.

Keywords: Be stars, individual: gamma Cas, optical spectra, X-ray spectra, variability

DOI: 10.51194/INASAN.2023.8.2.008

1. Введение

Подклассом звезд спектрального класса В главной последовательности (ГП) являются звезды типа Be с эмиссионными линиями в спектре и скоростями вращения, близкими к критической (классические Be звезды). Особенностью этой группы звезд является наличие у них околозвездного диска, присутствие которого обнаруживается по наличию в спектре эмиссионных линий водорода, линий Fe II и эмиссионных линий других элементов.

Эмиссионные линии часто являются двухкомпонентными, и их форма определяется структурой диска, его наклоном по отношению к наблюдателю и физическими условиями в диске. Оптические и рентгеновские спектры и светимость Be звезд показывают переменность на коротких временных шкалах, о чем свидетельствуют быстрые вариации профилей эмиссионных линий в оптическом диапазоне вплоть до почти полного их исчезновения. Такие изменения связываются с нестабильностью декреционных дисков.

Примерно у 10% В звезд обнаружены сильные магнитные поля величиной до десятков килогаусс. В то же время необычной особенностью Be звезд представляется отсутствие надежных измерений их магнитного

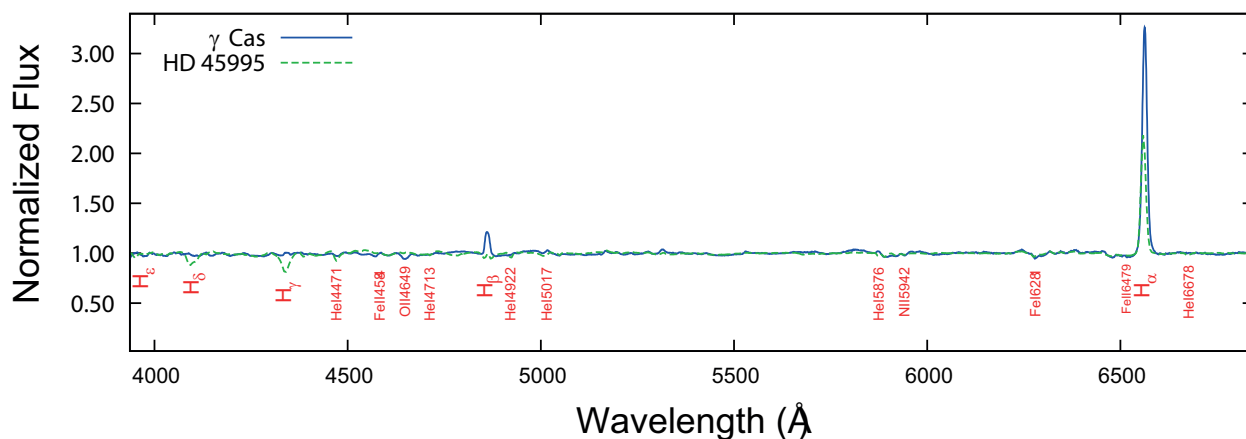


Рис. 1: Спектры γ Cas (22.06.2022) и HD 45995 (28.01.2015) из базы данных BeSS.

поля. Несмотря на десятилетия поляризационных наблюдений, ни у одной из них магнитное поле не было обнаружено, что может быть свидетельством того, что Ве звезды являются немагнитными. Причиной этого может быть то, что согласно *ud-Doula et al.* [1] присутствие у быстро вращающейся В звезды даже слабого магнитного поля в 10–100 Гс приводит к быстрому разрушению диска.

Большинство Ве звезд являются яркими рентгеновскими источниками. Среди таковых выделяются звезды типа γ Cas. Оптические спектры таких звезд ничем не отличаются от спектров других Ве звезд, они выделяются по аномальному рентгеновскому спектру. Звезды типа γ Cas являются подгруппой Ве/Oe звезд с высокой рентгеновской светимостью L_X , достигающей $10^{31} - 10^{33}$ эрг/с, что на 2–3 порядка превышает рентгеновскую светимость одиночных Ве звезд и существенно (на 2–4 порядка) меньше, чем у рентгеновских двойных с Ве компонентами. Согласно данным каталога таких объектов¹ (см. также [2]) их рентгеновская светимость достигает 10^{38} эрг/с.

Температура плазмы звезд типа γ Cas достигает 10–20 кэВ и более, если считать рентгеновское излучение полностью тепловым, а доля жесткого (2–8 кэВ) излучения в рентгеновских спектрах превышает 50% [3]. Рентгеновское излучение переменное на временных масштабах от нескольких лет до нескольких минут.

Природа рентгеновского излучения таких объектов до настоящего времени неясна. Среди популярных гипотез — аккреция на компактный объект (нейтронную звезду или белый карлик) [4, 5] и взаимодействие между системами магнитных петель звезды и ее декреционный диск [6]. Пролить свет на природу звезд типа γ Cas может сравнение переменности их оптических и рентгеновских спектров. В настоящей статье проводится такое сравнение для прототипа подгруппы — самой звезды γ Cas.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 описан ансамбль звезд типа γ Cas в Галактике. Сведения об анализируемых оптических и рентгеновских спектрах даны в разделе 3. В разделе 4 анализируется оптическая и рентгеновская переменность. Выводы к статье изложены в разделе 5.

2. Ансамбль звезд типа γ Cas в Галактике

К настоящему времени известно 26 звезд типа γ Cas и 2 кандидата в эти объекты, а 17 звезд этого подкласса с $\delta > -12^\circ$ могут наблюдаться в России. Список 24 известных звезд типа γ Cas вместе со списком кандидатов представлен в статье [7]. К этому списку должны быть добавлены яркая звезда ζ Tau [8] и звезда 2XMMJ 180816.6-191939 [9].

Согласно [10] 8 звезд типа γ Cas являются двойными, также двойной системой является ζ Tau [11]. К кандидатам в двойные системы типа γ Cas [10] отнесли звезды HD 44458 (FR CMa), HD 110432 (BZ Cru), HD 119682, HD 161103 (V3892 Sgr) и HD162718 (V771 Sgr). Таким образом, более половины (16 из 26) звезд типа γ Cas являются двойными или предположительно двойными. Масса Ве компонентов в двойных системах типа γ Cas составляет 8–13 M_\odot , тогда как массы спутников не превышают одной массы Солнца, за исключением двойной системы HD 212571 (π Aqr). Масса спутника в этой системе составляет $2.4 \pm 0.5 M_\odot$ [10].

Поверхностная плотность σ звезд типа γ Cas (отношение числа звезд к площади плоскости Галактики на которую они проецируются) убывает с ростом расстояния от Солнца. Максимальная плотность ($\sigma = 6.4$ звезд на квадратный килопарсек) соответствует проекциям расстояний на плоскость Галактики $\rho \leq 0.5$ кпк, тогда как при $\rho \leq 3.0$, $\sigma = 0.9$. Предполагая, что поверхностная плотность звезд типа γ Cas в Галактике близка к таковой при $\rho \leq 0.5$ кпк, а радиус Галактики равным 16 кпк, можно оценить полное число звезд типа γ Cas в Галактике ~ 5100 .

¹<http://xray.sai.msu.ru/~raguzova/BeXat/node3.html>

3. Наблюдения и обработка спектров

Анализируемые в настоящей статье оптические наблюдения γ Cas выполнялись нами на 6-м телескопе БТА в рамках программы «Быстрая переменность профилей линий в спектрах ОВА звезд и природа их рентгеновского излучения» (отв. заявитель — А. Ф. Холтыгин, СПбГУ) при использовании спектрографа ОЗСП [12] с анализатором круговой поляризации и резателем изображений [13]. Наблюдения были выполнены 4 ноября 2020 г. Было получено 75 пар спектров при различных положениях анализатора круговой поляризации. Пара спектров с номером 9 оказалась существенно худшего качества, поэтому эти спектры были исключены из дальнейшего анализа. Полученные нами спектры были дополнены спектрами из базы данных BeSS². Структура и принципы построения базы описаны в [14, 15].

Первичная обработка и экстракция спектров, полученных на БТА, проводилась в системе MIDAS с использованием контекста ZEEMAN [16]. Одномерные спектры были приведены к барицентру Солнечной системы. При калибровке по длинам волн использовался ближайший по времени спектр ThAr-лампы. Подробнее процесс обработки наблюдений, полученных на ОЗСП, описан в статьях [16, 17]. Обработка и экстракция спектров, представленных в базе данных BeSS, проводилась с использованием пакетов ISIS³, AudeLA⁴, SpAude⁵ и Demetra⁶. Все полученные нами на БТА, а также извлеченные из базы данных BeSS спектры, были нормированы на континуум. Процедура нормировки описана в статье [18].

Рентгеновские спектры γ Cas в диапазоне энергий 0.2–8 кэВ были извлечены нами из архивных наблюдений, выполненных на орбитальной обсерватории XMM-Newton в 2010 и 2014 г. Данные об этих наблюдениях представлены в табл. 1. Процедура обработки рентгеновских наблюдений описана в статье [3].

Таблица 1: Рентгеновские наблюдения γ Cas на спутнике XMM

ObsID	Даты Наблюдений	Время начала наблюдений, UTC	Длительность наблюдений, с
743600101	2014-07-24	13:33:09	34000
651670301	2010-07-24	03:31:41	16115
651670401	2010-08-02	13:49:58	17914
651670501	2010-08-20	00:55:25	23818

4. Оптическая и рентгеновская переменность

Типичные спектры самой звезды γ Cas и звезды типа γ Cas HD 45995 из базы данных BeSS показаны на рис. 1, на котором видны характерные особенности спектров звезд типа γ Cas. Линия H α всегда находится в эмиссии, тогда как остальные линии серии Бальмера могут быть как эмиссионными, так и абсорбционными, а линии He — практически всегда находятся в абсорбции. Линии Fe II также чаще всего являются эмиссионными. В профилях линии H α в спектре γ Cas практически незаметно присутствие типичной для Be звезд абсорбции, связанной с поглощением излучения околос звездным диском (см., например, [19]), что свидетельствует о том, что декреционный диск γ Cas находится под углом близким к 90° по отношению к наблюдателю.

Указанные особенности профилей линий в спектрах звезд типа γ Cas иллюстрируются также на рис. 4 статьи [20], в которой представлен анализ спектров HD 49995. В частности видно, что в профиле абсорбционной линии He I 4922 присутствует эмиссионный компонент, а линии Fe II являются эмиссионными.

4.1. Переменность профилей линий

Для анализа вариаций профилей линий определим разностные профили следующим соотношением:

$$d(\lambda) = F_i(\lambda) - \overline{F}_i(\lambda) \quad (1)$$

где $F_i(\lambda)$ — нормированный на континуум поток в спектре с номером i , $\overline{F}_i(\lambda)$ — средний по всем наблюдениям поток на длине волны λ . При анализе разностных профилей будем использовать вместо длины волны λ доплеровские смещения V от лабораторной длины волны λ_0 линии, $V = c(\lambda/\lambda_0 - 1)$, где c — скорость света.

При анализе вариаций профилей линий в спектрах звезд целесообразно выбрать линии достаточной амплитуды и при этом без сильного блендирования. Исходя из этих принципов, были выбраны линии H β и линии He I 4471, 4922 и Fe II 4584. На рис. 2 (слева) представлены нормированные на континуум профили He I 4471 и Fe II 4584 в спектре γ Cas полученные на БТА 4.11.2020. Динамические спектры этих линий

²<http://basebe.obspm.fr/basebe/Accueil.php>

³<http://www.astrosurf.com/buil/isis-software.html>

⁴<http://audela.org/>

⁵<http://spcaudace.free.fr/>

⁶<https://www.shelyak.com/software/demetra/?lang=en>

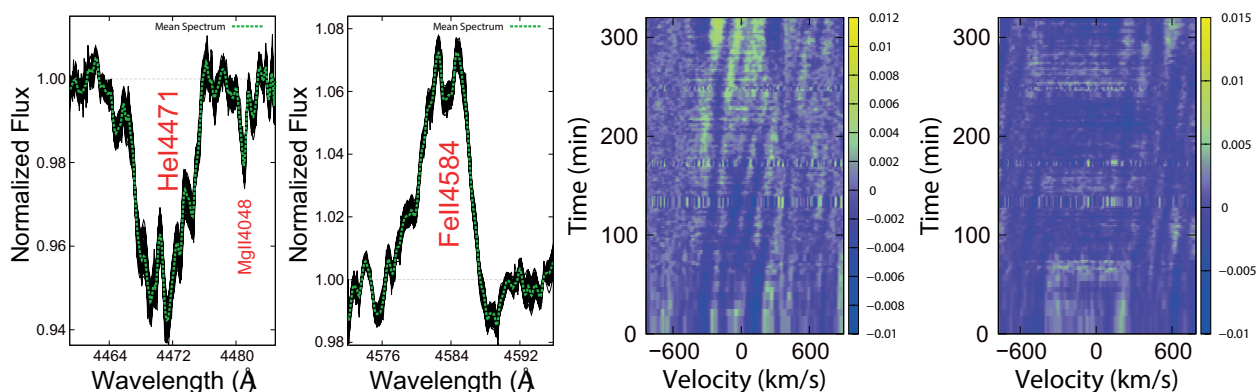


Рис. 2: Нормированные профили линий He I 4471 и Fe II 4584 в спектре γ Cas (слева) и динамические вариации профилей этих линий в спектре γ Cas (справа).

в спектре показаны на рис. 2 (справа). В центре абсорбционной линии He I 4471 виден слабый эмиссионный компонент. Как видно из анализа динамических спектров, характер переменности профилей линий He I 4471 и Fe II 4584 подобен, что свидетельствует о регулярном характере вариаций профилей.

В динамических спектрах этих линий видно несколько деталей, смещающихся из области отрицательных доплеровских скоростей в область положительных скоростей. Эти детали соответствуют деталям индивидуальных профилей линий на рис. 2 (слева). Сложная картина динамических спектров может быть связана с неоднородностью структуры радиационного ветра звезды (см., например, [21]).

В статье [20] анализируются вариации профилей линий в спектрах HD 45995. Вариации профилей линии $H\beta$ в спектре γ Cas изучены [22]. Динамические спектры линий $H\alpha$ и $H\beta$ в спектре HD 45995 представлены на рис. 4 статьи [23].

4.2. Регулярная переменность профилей линий в спектре γ Cas

Для поиска регулярных компонентов в вариациях профилей линий в спектрах γ Cas, полученных 4.11.2020 г., был выполнен Фурье-анализ разностных профилей линий $d(V)$. Анализируемые временные ряды представляют совокупность значений $\{d(V_k, t_i)\}$, $i = 1, \dots, N$, где V_k — доплеровское смещение от центра линии, t_i — время середины экспозиции спектра с номером i , N — число анализируемых профилей. Поиск периодических компонентов каждого из анализируемых рядов для всех значений V_k в пределах профиля линии был выполнен с использованием метода CLEAN [24]. В Фурье-спектрах (периодограммах Шустера) выбираются регулярные компоненты с частотами, соответствующими максимумам амплитуды Фурье-спектра, которые превышают значение, соответствующее выбранному уровню значимости α .

Таблица 2: Частоты и периоды регулярных компонентов вариаций профиля линии $H\beta$ и линий He I и Fe II в спектрах γ Cas, полученных на БТА.

№.	ν , 1/мин	P , мин	α	$H\beta$	He I	Fe II
1	0.00354	282.4 ± 249.2	10^{-6}	+	+	+
2	0.00405	247.1 ± 190.8	10^{-6}	+	+	+
3	0.00455	219.6 ± 150.7	10^{-6}	+	+	+
4	0.00506	197.7 ± 122.1	10^{-6}	–	+	+
5	0.00556	179.7 ± 100.9	10^{-6}	–	+	+
6	0.00607	164.7 ± 84.8	10^{-6}	–	+	+
7	0.00658	152.1 ± 72.2	10^{-6}	–	+	–
8	0.29140	3.43 ± 0.04	10^{-4}	–	–	+

В табл. 2 представлены найденные из анализа спектров γ Cas, полученных на БТА 4.11.2020, частоты (столбец 2) и периоды (столбец 3) периодических компонентов вариаций профилей линии $H\beta$ и указанных выше линий He I и Fe II. Уровень значимости, соответствующий найденным компонентам, приведен в 4 столбце таблицы. В последних столбцах таблицы знак *плюс* означает, что данный компонент присутствует в Фурье-спектре профилей соответствующих линий, тогда как знак *минус* — то, что в Фурье-спектре данных линий такой компонент не найден.

Для оценки сверху ошибок найденных частот и периодов было использовано стандартное соотношение $\Delta\nu \leq 1/T$ согласно, например, [25], где $T = 320$ минут — полная длительность временного ряда наблюде-

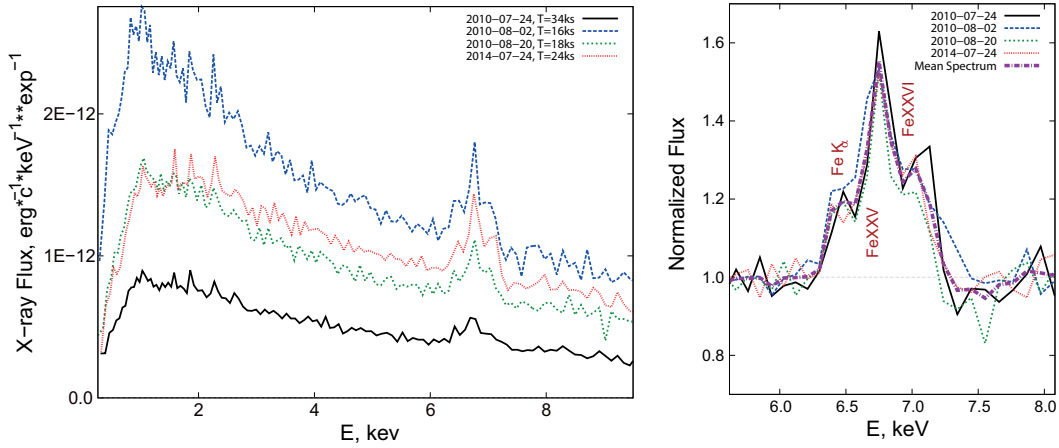


Рис. 3: Слева: Нормированные на континуум потоки в области энергий 6–8 кэВ. Справа: наблюдаемые рентгеновские потоки в спектре γ Cas, приведенные к экспозиции в 1 кс.

ний γ Cas. Найденные частоты периодических компонентов вариаций профилей линии $H\beta$ соответствуют определенным нами ранее в результате предварительного анализа наблюдений на БТА 4.11.2020 г. и приведенным в статье [22]. Найденные периоды $P_1 - P_7$ вариаций профилей соответствуют типичным периодам нерадиальных пульсаций ОВ звезд [26]. Период $P_8 = 3.43 \pm 0.04$ минут возможно связан с высокими модами нерадиальных пульсаций, которыми объясняются минутные вариации профилей в спектрах ОВ звезд [22, 23, 27].

Полученные нами периоды вариаций профилей в спектре γ Cas можно сравнить с найденными для этой звезды по наблюдениям на 1.25-м телескопе Крымской станции ГАИШ и приведенными в табл. 1 статьи [27]. Длительность этих наблюдений только 128 минут, поэтому их анализ не позволяет найти периоды больше этой величины, поэтому непосредственное сравнение с периодами $P_1 - P_7$, невозможно. Однако можно заметить, что четвертая гармоника седьмого периода в табл. 2, $P_7/4 = 38.01 \pm 18.06$ минут, соответствует в пределах ошибок периоду 37.11 ± 10.76 минут, найденному из анализа наблюдений на 1.25-м телескопе. Период $P_9 = 3.43 \pm 0.04$ минут близок к приведенному в табл. 1 статьи [27] периоду 4.02 ± 0.12 минут. Соответствие периодов вариаций профилей линий в спектрах γ Cas, полученных на разных инструментах, дополнительно подтверждает их реальность.

В настоящее время доступны фотометрические наблюдения ОВА звезд на спутнике TESS, описанные [28]. Анализ всех TESS наблюдений γ Cas (сектора 17, 18 и 24) представлен в статье [29]. Авторы статьи нашли 4 группы частот от 0.81 до 5.8 d^{-1} . Частоты и соответствующие периоды фотометрических вариаций групп 3 и 4 можно сравнить с определенными нами из анализа наблюдений на БТА. Периодический компонент третьей группы частот максимальной амплитуды $\nu_3^{\text{TESS}} = 2.4796 \text{ d}^{-1}$ соответствует периоду $P_3^{\text{TESS}} = 284.81$ минут. Этот период близок к определенному нами периоду P_1 в табл. 2. Четвертая группа TESS частот состоит из единственной частоты $\nu_4^{\text{TESS}} = 5.571 \text{ d}^{-1}$. Период $P_4^{\text{TESS}} = 190.20$ минут близок к периоду P_4 в табл. 2. Тем самым можно сделать вывод о соответствии периодов вариации профилей линий в спектре γ Cas фотометрическим периодам.

4.3. Рентгеновские спектры и рентгеновская переменность γ Cas

Для сравнения рентгеновских потоков, полученных в разные даты наблюдений, они были разделены на соответствующие экспозиции в килосекундах, что соответствует приведению их к единой экспозиции в 1 кс. На рис. 3 (слева) представлены полученные приведенные рентгеновские потоки. Даты и длительности наблюдения в килосекундах указаны на рисунке. В случае постоянства рентгеновской светимости γ Cas приведенные потоки, соответствующие одной и той же экспозиции, должны быть близки. Однако, как видно из рисунка, данные потоки существенно различаются. Эти различия могут быть связаны как с реальным изменением самих потоков, так и с изменением околосредного поглощения.

В области энергий 6–8 кэВ видна группа линий водородо- и гелие-подобных линий Fe, а также группа рентгеновских линий $K\alpha$ ионов Fe более низких степеней ионизации. Для анализа переменности профилей указанных линий они были нормированы на рентгеновский континуум. Нормированные профили даны на рис. 3 (справа). Как видно из рисунка, отклонения индивидуальных профилей от среднего профиля находятся в пределах ошибок измерений, что свидетельствует об отсутствии переменности профилей рентгеновских линий.

Кроме рентгеновских спектров звезды γ Cas нами были извлечены кривые рентгеновского блеска звезды с разрешением 5 секунд для всех наблюдений, цитированных в табл. 1. Рентгеновские кривые блеска для наблюдения на спутнике XMM с ID743600101 приведены в статье [22]. В этой же статье представлены результаты анализа кривых блеска для данного наблюдения методом CLEAN. Дополнительно в настоящей работе нами был выполнен анализ кривых блеска методом CLEAN для наблюдений, выполненных в 2010 г.

Таблица 3: Частоты регулярных компонентов вариаций рентгеновского блеска γ Cas в сравнении с периодами вариаций профилей линий в спектрах звезды по наблюдениям на БТА и TESS вариаций блеска.

No.	$P_{X\text{-ray}}$, мин	$P_{\text{БТА}}$, мин	$P_{\text{БТА}}/3$, мин	$P_{\text{БТА}}/4$, мин	$P_{1.25\text{-m}}$, мин	$P_{\text{TESS}}/3$, мин	ObsID
1	186.2 ± 64.1	—	—	—	—	—	651670401
2	153.2 ± 43.4	152.0 ± 72.2	—	—	—	—	651670401
3	132.9 ± 32.6	—	—	—	—	—	651670301
4	113.4 ± 23.8	—	—	—	—	—	743600101
5	93.9 ± 16.3	—	94.1 ± 83.1	—	—	—	651670401
6	73.6 ± 10.0	—	73.2 ± 50.2	—	—	—	651670401
7	62.9 ± 7.3	—	—	—	—	63.4	743600101
8	54.3 ± 5.4	—	—	—	—	—	743600101
9	49.1 ± 4.5	—	—	49.4 ± 30.5	—	—	743600101
10	38.7 ± 2.8	—	—	38.0 ± 18.1	37.1 ± 10.8	—	743600101
11	11.5 ± 0.2	—	—	—	10.3 ± 0.8	—	651670301

Результаты выполненного анализа рентгеновских кривых блеска представлены в табл. 3. Во 2 столбце даны найденные периоды вариаций рентгеновского блеска. Эти периоды сравниваются с полученными из анализа вариаций профилей линий в спектрах, полученных на БТА. Так как большинство найденных периодов вариаций рентгеновского блеска оказались вне промежутка периодов вариаций профилей линий, то найденные периоды вариаций рентгеновского блеска были также сравнены с третьей и четвертой гармониками вариаций профилей линий (столбцы 4 и 5). В 6 и 7 столбцах таблицы представлены периоды вариаций профилей линий в спектрах γ Cas, полученных на 1.25-м телескопе Крымской станции ГАИШ и периоды TESS вариаций блеска.

Из анализа данных табл. 3 можно сделать вывод о соответствии периодов вариаций рентгеновских и оптических кривых блеска γ Cas. Отметим также, что периоды вариаций рентгеновского блеска для разных эпох наблюдений (столбец 8) слегка различаются, что характерно и для рентгеновских наблюдений других звезд типа γ Cas [22, 23].

4.4. Природа рентгеновской переменности звезд типа γ Cas

Результаты выполненного анализа позволяют сделать некоторые выводы о механизме формирования рентгеновского излучения звезд типа γ Cas. Найденные периоды вариаций профилей линий в спектре γ Cas типичны для нерадиальных пульсаций звезд спектральных классов O и B. Нерадиальные пульсации OB звезд влияют на структуру их ветров, о чем свидетельствует соответствие периодов вариаций фотосферных линий и ветров, формируемых в ветре таких звезд (см., например, [18]). Анализ ультрафиолетовых (УФ) спектров OB-звезд также свидетельствует о том, что периоды вариаций профилей УФ линий, формируемых в ветрах звезд, соответствуют периодам нерадиальных пульсаций [30, 31].

Соответствие периодов вариаций рентгеновского блеска, вариаций профилей линий и фотометрических вариаций блеска γ Cas говорит о том, что по крайней мере часть из общего рентгеновского потока формируется в области ветра Ве звезды, что может быть свидетельством в пользу механизма образования рентгеновского излучения, предложенного в статье [6]. Тем не менее следует отметить характерную особенность звезд типа γ Cas — присутствие в их рентгеновском спектре водородо- и гелие-подобных линий Fe, а также рентгеновских линий $K\alpha$ ионов Fe, что свидетельствует о высокой температуре $kT > 5$ кэВ плазмы, излучающей в рентгеновском диапазоне. Тем самым, механизм нагрева плазмы при аккреции на компактный объект в двойной системе типа γ Cas нельзя исключить.

Можно сделать вывод, что по крайней мере для двойных систем типа γ Cas их рентгеновское излучение может формироваться как в окрестности Ве звезды, так и при аккреции на компактный спутник. Часть спутников в таких системах являются маломассивными звездами [10], которые не могут быть ни нейтронными звездами, ни белыми карликами. Для таких систем, как и для одиночных звезд типа γ Cas необходим какой-либо другой механизм формирования жесткого рентгеновского излучения, отличный от аккреции на компактный объект. Таким механизмом может быть обратное комптоновское рассеяние УФ фотонов от Ве звезд, как предложено в статьях [3, 32]. В этом случае в диапазоне энергий 2–8 кэВ должны присутствовать вклады как теплового, так и нетеплового рентгеновского излучения.

5. Заключение

В настоящей работе представлены результаты анализа оптической и рентгеновской переменности звезд типа γ Cas и сделаны следующие выводы:

- Профили линий в видимых спектрах звезд типа γ Cas переменны с периодами от десятков до сотен минут.
- В рентгеновских кривых блеска звезд типа γ Cas присутствуют вариации с периодами от минут до часов. Периоды таких вариаций близки как к периодам вариаций профилей линий в спектрах таких звезд, так и к периодам фотометрической переменности по данным спутника TESS.
- Соответствие периодов вариаций профилей линий в спектре γ Cas с периодами изменений ее рентгеновского блеска свидетельствует о существенном вкладе излучения Ве звезды в полное рентгеновское излучение двойной системы γ Cas.

Финансирование

Авторы статьи признательны Российскому научному фонду за финансовую поддержку грантом РФФ 23-22-00090. Наблюдения на телескопах САО РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (включая соглашение No05.619.21.0016, уникальный идентификатор проекта RFMEFI61919X0016).

Список литературы

1. A. ud-Doula, S. P. Owocki, and N. D. Kee, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **478**, 3049, 2018.
2. S. B. Popov and N. V. Raguzova, *arXiv e-prints*, astro-ph/0405633, 2004.
3. E. B. Ryspaeva and A. F. Kholtygin, *Open Astronomy*, **30**, 132, 2021.
4. K. Postnov, L. Oskinova, and J. M. Torrejón, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **465**, L119, 2017.
5. D. R. Gies, L. Wang, and R. Klement, *Astrophys. J. Lett.*, **942**, L6, 2023.
6. M. A. Smith, R. Lopes de Oliveira, and C. Motch, *Advances in Space Research*, **58**, 782, 2016.
7. A. F. Kholtygin, I. Yakunin, M. Burlak, and E. B. Ryspaeva, in *The Multifaceted Universe: Theory and Observations - 2022*, 44 (2022).
8. Y. Nazé, G. Rauw, M. A. Smith, and C. Motch, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **516**, 3366, 2022.
9. Y. Nazé, C. Motch, G. Rauw, S. Kumar, J. Robrade, R. Lopes de Oliveira, M. A. Smith, and J. M. Torrejón, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **493**, 2511, 2020.
10. Y. Nazé, G. Rauw, S. Czesla, M. A. Smith, and J. Robrade, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **510**, 2286, 2022.
11. D. Ruždjak, H. Božić, P. Harmanec, R. Fiřt, et al., *Astron. and Astrophys.*, **506**, 1319, 2009.
12. V. E. Panchuk, G. A. Chuntunov, and I. D. Naidenov, *Astrophysical Bulletin*, **69**, 339, 2014.
13. G. A. Chuntunov, *Astrophysical Bulletin*, **71**, 489, 2016.
14. C. Neiner, B. de Batz, F. Cochard, M. Floquet, A. Mekkas, and V. Desnoux, *Astron. J.*, **142**, 149, 2011.
15. C. Neiner, in P. Di Matteo, F. Billebaud, F. Herpin, N. Lagarde, J. B. Marquette, A. Robin, and O. Venot, eds., *SFA-2018: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, Di (2018).
16. D. O. Kudryavtsev, in Y. V. Glagolevskij and I. I. Romanyuk, eds., *Magnetic Fields of Chemically Peculiar and Related Stars*, 84–88 (2000).
17. E. A. Semenko, I. I. Romanyuk, E. S. Semenova, A. V. Moiseeva, D. O. Kudryavtsev, and I. A. Yakunin, *Astrophysical Bulletin*, **72**, 384, 2017.
18. A. F. Kholtygin, T. E. Burlakova, S. N. Fabrika, G. G. Valyavin, and M. V. Yushkin, *Astronomy Reports*, **50**, 887, 2006.
19. T. Rivinius, A. C. Carciofi, and C. Martayan, *Astron. and Astrophys. Rev.*, **21**, 69, 2013.
20. A. F. Kholtygin, I. A. Yakunin, M. A. Burlak, and E. B. Ryspaeva, *Astrophysical Bulletin*, **78**, in press, 2023.
21. S. Owocki, in J. Franco and A. Carraminana, eds., *Interstellar Turbulence*, 79 (1999).
22. A. F. Kholtygin, A. V. Moiseeva, I. A. Yakunin, O. A. Tsiopa, N. P. Ikonnikova, M. A. Burlak, and A. F. Valeev, *Geomagnetism and Aeronomy*, **61**, 923, 2021.
23. A. F. Kholtygin, A. V. Moiseeva, I. A. Yakunin, M. A. Burlak, E. B. Ryspaeva, O. A. Tsiopa, and M. S. Kurdoyakova, *Geomagnetism and Aeronomy*, **62**, 1136, 2022.
24. D. H. Roberts, J. Lehar, and J. W. Dreher, *Astron. J.*, **93**, 968, 1987.
25. V. V. Vityazev, *SPbSU Press, St. Petersburg, 2001*, 70 pp., 2001.
26. V. V. Dushin, A. F. Kholtygin, G. A. Chuntunov, and D. O. Kudryavtsev, *Astrophysical Bulletin*, **68**, 184, 2013.
27. A. K. Kholtygin, M. A. Burlak, and O. A. Tsiopa, *Astronomicheskij Tsirkulyar*, **1649**, 1, 2021.
28. J. M. Jenkins, J. D. Twicken, S. McCauliff, J. Campbell, et al., in G. Chiozzi and J. C. Guzman, eds., *Software and Cyberinfrastructure for Astronomy IV*, **9913**, 99133E (2016).
29. J. Labadie-Bartz, D. Baade, A. C. Carciofi, A. Rubio, T. Rivinius, C. C. Borre, C. Martayan, and R. J. Siverd, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **502**, 242, 2021.
30. J. A. de Jong, H. F. Henrichs, C. Schrijvers, D. R. Gies, J. H. Telting, L. Kaper, and G. A. A. Zwarthoed, *Astron. and Astrophys.*, **345**, 172, 1999.
31. L. Kaper, H. F. Henrichs, J. S. Nichols, and J. H. Telting, *Astron. and Astrophys.*, **344**, 231, 1999.
32. E. B. Ryspaeva and A. F. Kholtygin, *Astrophysical Bulletin*, **75**, 127, 2020.

Доказательства реликтовой природы магнитного поля химически пекулярных звезд

Романюк И.И.¹, Семенко Е.А.^{1,2}, Якунин И.А.¹, Моисеева А.В.¹, Кудрявцев Д.О.¹, Аитов В.Н.¹

¹ *Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия*

² *Национальный институт астрономических исследований Таиланда, Чиангмай, Таиланд*

В работе представлены современные результаты исследования магнитного поля химически пекулярных звезд в ассоциации Орион OB1 и в пяти более старых скоплениях. Мы нашли новые доказательства справедливости реликтовой теории происхождения магнитного поля.

Поступила в редакцию 07.08.2023 г. Принята в печать 05.09.2023 г.

Ключевые слова: химически пекулярные звезды, магнитное поле

Fossil nature of the magnetic field of chemically peculiar stars

Romanyuk I.I.¹, Semenko E.A.^{1,2}, Yakunin I.A.¹, Moiseeva A.V.¹, Kudryavtsev D.O.¹, Aitov V.N.¹

¹ *Special astrophysical observatory of the RAS, Nizhnij Arkhyz, Russia*

² *National Astronomical Research Institute of Thailand, Chiangmai, Thailand*

The paper presents the recent results of the magnetic field measurements of chemically peculiar stars in the Orion OB1 association and in five older open clusters. We find new evidences of the fossil theory validity of magnetic field origin.

Received 07.08.2023. Accepted 05.09.2023.

Keywords: chemically peculiar stars, magnetic field

DOI: 10.51194/INASAN.2023.8.2.009

1. Введение

Химически пекулярные (CP-) звезды являются интересным классом объектов, которые обладают теми же физическими параметрами, что и нормальные звезды, однако имеют ряд особенностей: некоторые подклассы CP-звезд обладают крупномасштабным магнитным полем, медленным вращением, демонстрируют наличие депрессий на уровне континуума, а также аномалии химического состава. Частота их встречаемости среди звезд Главной последовательности невелика и составляет порядка 10% [1]. Среди CP-звезд особый интерес вызывают объекты, которые обладают сильным крупномасштабным магнитным полем. В настоящее время известно около 600 магнитных химически пекулярных звезд (mCP).

Имеются различные гипотезы происхождения крупномасштабного поля: теории реликтового происхождения, динамо, слияние ядер протозвезд и др. Решение проблемы заключается в наблюдениях магнитного поля CP-звезд разного возраста. Несмотря на наличие довольно точных параллаксов миссий Gaia и Hipparcos, точность определения возраста звезд низкая: для звезд поля ошибки могут достигать величины около 50% и более [2]. Наиболее надежный способ заключается в определении возраста звезд, которые являются членами скоплений. Для них можно подобрать наиболее подходящие эволюционные треки, так как точность определения параметров светимости и металличности выше.

Поэтому с 2010 г. на 6-м телескопе БТА САО РАН мы выполняем комплексную программу исследований магнитного поля звезд, которые входят в состав рассеянных скоплений разного возраста.

2. Магнитное поле

2.1 Методика определения

Методика наблюдений и измерения магнитного поля описывались нами неоднократно, более подробно с ними можно ознакомиться в [3]. Так как в результате наблюдений мы получаем лишь усредненный по всей видимой поверхности продольный компонент магнитного поля B_e , который меняется с периодом вращения звезды, то возникает вопрос: какое магнитное поле эта звезда имеет. Теоретически проблема решается следующим образом: выполняется достаточное количество наблюдений в разные фазы периода вращения, по которым строится фазовая кривая переменности продольного поля. Далее проводится ее моделирование, которое позволяет найти как величину поля в любой точке поверхности, так и оценить его конфигурацию.

Описанный способ чаще всего применяется для изучения отдельных и уникальных CP-звезд. Но для нашей задачи этот метод не подходит, так как для его реализации необходимо выполнить большое количество наблюдений многих CP-звезд, у которых периоды вращения неизвестны. Поэтому на практике для

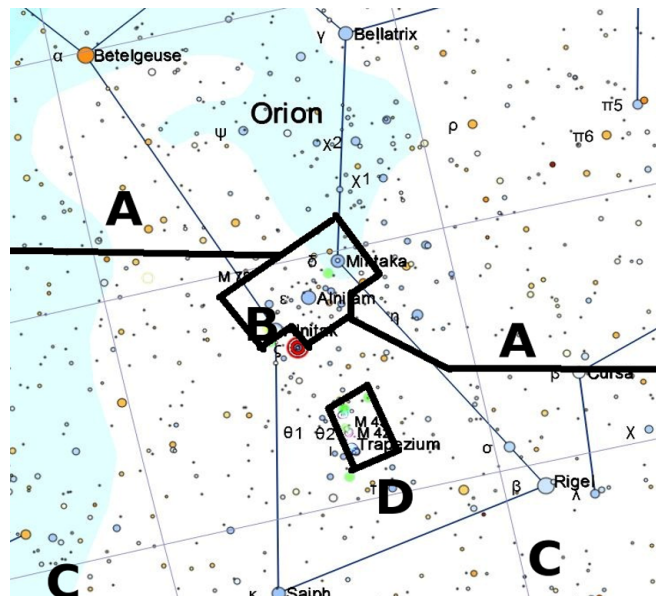


Рис. 1: Схематическое представление подгрупп ассоциации Орион OB1 согласно [7].

сравнения результатов используется среднеквадратичное магнитное поле B_{rms} (формула (1)), оценка его ошибки σ_{rms} вычисляется по формуле (2). Надежность полученных результатов подтверждает статистика χ^2/n (формула (3)). Мы считаем звезду магнитной если величина $\chi^2/n > 5$.

$$B_{\text{rms}} = \left(\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n B_{ei}^2 \right)^{1/2} \quad (1)$$

$$\sigma_{\text{rms}} = \left(\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \sigma_i^2 \right)^{1/2} \quad (2)$$

$$\chi^2/n = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(\frac{B_{ei}}{\sigma_i} \right)^2 \quad (3)$$

Для измерения магнитного поля нами использовались два метода:

- 1) классический метод центра тяжести [4], при котором измеряется сдвиг спектральных линий между циркулярно-поляризованными компонентами;
- 2) метод регрессии [5], при котором по параметрам Стокса исследуется степень поляризации спектральных линий.

Точность наших измерений магнитного поля зависит от ширины и количества линий в спектре. Ошибки измерений для холодных CP-звезд с медленным вращением не превышают 100 Гс, а для горячих звезд с большой скоростью вращения и малым количеством линий ошибки могут превышать 500 Гс.

2.2 Магнитные звезды в ассоциации Орион OB1

В работе [6] нашли, что звездное население в ассоциации Орион OB1 составляет 814 объектов. В работе [7] поделили ассоциацию на четыре подгруппы разного возраста, схематическое представление которых показано на рис. 1.

В качестве первого этапа исследований [8] выделили 85 химически пекулярных звезд в ассоциации. В дальнейшем оказалось, что все 23 Am-звезды являются объектами переднего плана и не принадлежат ей.

Поиск магнитного поля CP-звезд в ассоциации впервые проводили в [9]. Всего авторами было обнаружено 17 магнитных CP-звезд, из которых шесть объектов были детально изучены.

В дальнейшем в [10] выполнили большое исследование магнитных CP-звезд в скоплениях разного возраста. Однако в ассоциации Орион OB1 авторами было получено всего 18 спектров для 17 звезд в случайные фазы периода вращения, что не позволило обнаружить какие-либо зависимости.

Учитывая вышеперечисленные обстоятельства мы выбрали для исследований магнитного поля все 56 Ap/Vp-звезды в ассоциации Орион OB1. Для этой цели на Основном звездном спектрографе БТА [11, 12] в период 2013–2022 гг. было получено более 600 спектров циркулярно-поляризованного излучения [3, 13, 14].

Таблица 1: Сводные данные по рассеянным скоплениям.

Название	$\log t$	$N_{\text{CP}} / N_{\text{mCP}}$	$\langle B_{\text{rms}} \rangle$, Гс	$\langle \sigma_{\text{rms}} \rangle$, Гс	χ^2/n
кинематическая группа Pleiades	7.48	21 / 8	830	220	27.8
α Per	7.85	8 / 2	210	120	5.5
Pleiades	8.13	4 / 0	120	125	2.5
NGC 7092	8.45	5 / 0	210	125	3.1
IC 4756	8.70	6 / 3	200	110	5.5

Наш анализ [15] показал, что в самой старой подгруппе 1a ($\log t = 7.0$) находятся 15 CP-звезд, из которых семь являются магнитными (доля 47%). Среднеквадратичное магнитное поле $\langle B_{\text{rms}} \rangle = 1160$ Гс, $\langle \sigma_{\text{rms}} \rangle = 225$ Гс. В наиболее молодой подгруппе 1b ($\log t = 6.2$) также 15 CP-звезд, но доля магнитных среди них и величина среднеквадратичного поля больше: 11 mCP-звезд, что составляет 73%, а $\langle B_{\text{rms}} \rangle = 2900$ Гс, $\langle \sigma_{\text{rms}} \rangle = 250$ Гс. Подгруппа 1c ($\log t = 6.6$) содержит 24 CP-звезды, из которых 13 являются магнитными (доля 54%), со среднеквадратичным полем $\langle B_{\text{rms}} \rangle = 1510$ Гс, $\langle \sigma_{\text{rms}} \rangle = 160$ Гс. В самой молодой подгруппе 1d ($\log t < 6.0$) среди трех CP-звезд мы не обнаружили магнитные.

В подгруппах 1c и 1d южнее «пояса Ориона» находится Большая Туманность Ориона. В ней в работе [16] выделили более 2000 звезд, часть из которых вошла в нашу программу наблюдений. Из 27 CP-звезд из подгрупп 1c и 1d ассоциации 15 являются членами Туманности. Из них только три звезды оказались магнитными (доля 20%). Напротив, из 12 звезд, находящихся за пределами Туманности, 10 являются магнитными (доля 83%). Мы считаем, что многие из молодых звезд могут быть объектами типа Ae/Be Хербига, для которых оценка магнитного поля является сложной задачей.

Таким образом, исходя из нашего анализа можно сделать некоторые выводы. С учетом наших и литературных исследований всего в ассоциации Орион OB1 найдена 31 магнитная CP-звезда, что составляет 55% от всех CP-звезд в ней. При этом 14 магнитных CP-звезд найдены нами впервые.

Доля магнитных CP-звезд возрастом 1–2 млн. лет и величина их магнитного поля ($\langle B_{\text{rms}} \rangle \approx 3$ кГс) в три раза больше, чем для звезд с возрастом 8–10 млн. лет ($\langle B_{\text{rms}} \rangle \approx 1$ кГс). Обращает на себя внимание сегрегация магнитных CP-звезд в и вне Туманности Ориона.

Для интерпретации полученных результатов мы предлагаем новую гипотезу: падение величины магнитного поля вызвано не его быстрым распадом, а является результатом воздействия разных условия при его формировании в нашей Галактике в разное время.

Магнитное поле звезд типа Ae/Be Хербига обнаружено, но оно на порядок слабее, чем у типичных CP-звезд. Вероятно, магнитное поле у звезд Ae/Be Хербига значительно сильнее вплоть до десятков кГс, но методика поиска и измерений не позволяет их выявить из-за сложной пятнистой структуры и наличия газопылевой оболочки.

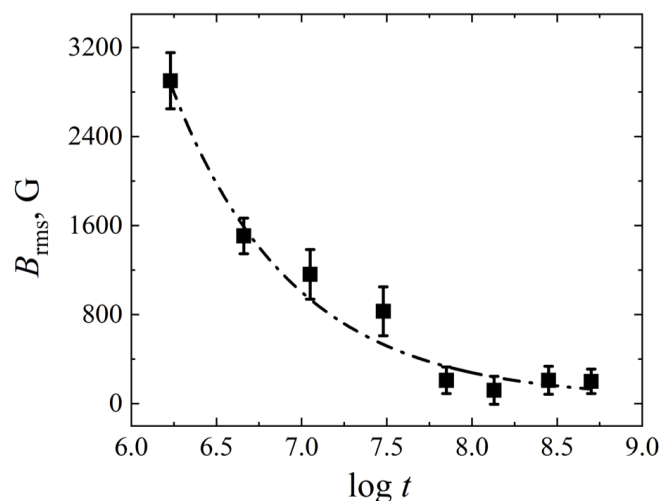


Рис. 2: Зависимость величины среднеквадратичного магнитного поля от возраста для подгрупп ассоциации Орион OB1 и скоплений из табл. 1.

2.3 Магнитные поля звезд в более старых скоплениях

Закончив наблюдения в ассоциации Орион OB1, мы продолжили программу исследований магнитных звезд в более старых скоплениях [17, 18]. В табл. 1 представлены сведения о пяти исследованных нами скоплениях. В ее колонках указаны названия скоплений, их возраст $\log t$, количество химически пекулярных и магнитных CP-звезд, величина среднеквадратичного магнитного поля.

Только в кинематической группе Pleiades среднеквадратичное поле $\langle B_{\text{rms}} \rangle$ примерно соответствует таковому в подгруппах 1a и 1c в ассоциации Орион OB1 и в три раза меньше, чем в подгруппе 1b. Во всех остальных скоплениях магнитное поле существенно меньше (рис. 2).

3. Заключение

В результате нашего анализа мы показали, что доля магнитных звезд и величина магнитного поля CP-звезд в молодых скоплениях больше, чем в более старых. Отсюда следует, что генерации магнитного поля на Главной последовательности не происходит. Крупномасштабное поле Ap/Bp-звезд образовалось на стадиях эволюции до ГП, что подтверждает теорию реликтового происхождения магнитного поля.

Наличие звезд с большими периодами вращения годы-десятилетия (сверхмедленные ротаторы) с сильным магнитным полем также является подтверждением теории реликтового происхождения крупномасштабного магнитного поля химически пекулярных звезд.

Авторы благодарят Российский научный фонд за финансовую поддержку работы (грант РНФ № 21-12-00147).

Список литературы

1. M. Schöller, S. Hubrig, L. Fossati, T. A. Carroll, et al., *Astron. and Astrophys.*, **599**, A66, 2017.
2. S. Bagnulo, J. D. Landstreet, E. Mason, V. Andretta, J. Silaj, and G. A. Wade, *Astron. and Astrophys.*, **450**, 777, 2006.
3. I. I. Romanyuk, E. A. Semenko, A. V. Moiseeva, I. A. Yakunin, and D. O. Kudryavtsev, *Astrophysical Bulletin*, **74**, 55, 2019.
4. H. W. Babcock, *Astrophys. J. Supp.*, **3**, 141, 1958.
5. S. Bagnulo, T. Szeifert, G. A. Wade, J. D. Landstreet, and G. Mathys, *Astron. and Astrophys.*, **389**, 191, 2002.
6. A. G. A. Brown, E. J. de Geus, and P. T. de Zeeuw, *Astron. and Astrophys.*, **289**, 101, 1994.
7. A. Blaauw, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, **2**, 213, 1964.
8. I. I. Romanyuk, E. A. Semenko, I. A. Yakunin, and D. O. Kudryavtsev, *Astrophysical Bulletin*, **68**, 300, 2013.
9. E. F. Borra and J. D. Landstreet, *Astrophys. J.*, **228**, 809, 1979.
10. J. D. Landstreet, S. Bagnulo, V. Andretta, L. Fossati, E. Mason, J. Silaj, and G. A. Wade, *Astron. and Astrophys.*, **470**, 685, 2007.
11. V. E. Panchuk, G. A. Chuntunov, and I. D. Naidenov, *Astrophysical Bulletin*, **69**, 339, 2014.
12. G. A. Chuntunov, *Astrophysical Bulletin*, **71**, 489, 2016.
13. I. I. Romanyuk, E. A. Semenko, A. V. Moiseeva, I. A. Yakunin, and D. O. Kudryavtsev, *Astrophysical Bulletin*, **76**, 39, 2021.
14. I. I. Romanyuk, E. A. Semenko, A. V. Moiseeva, I. A. Yakunin, and D. O. Kudryavtsev, *Astrophysical Bulletin*, **76**, 163, 2021.
15. E. Semenko, I. Romanyuk, I. Yakunin, D. Kudryavtsev, and A. Moiseeva, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **515**, 998, 2022.
16. P. P. Parenago, *Trudy Gosudarstvennogo Astronomicheskogo Instituta*, **25**, 3, 1954.
17. I. I. Romanyuk, A. V. Moiseeva, D. O. Kudryavtsev, I. A. Yakunin, V. N. Aitov, and D. N. Baklanova, *Astrophysical Bulletin*, **78**, 49, 2023.
18. I. I. Romanyuk, A. V. Moiseeva, I. A. Yakunin, and V. N. Aitov, *Astrophysical Bulletin*, **78**, 152, 2023.

Исследование характера и параметров волновых процессов во вспышечной области солнечной атмосферы

Гусейнов Ш.Ш., Гусейнов С.Ш.

Шамакхская Астрофизическая Обсерватория, Пиркули, Азербайджан

В работе приводятся результаты одновременных наблюдений флуктуаций интегрального потока радиоизлучения во вспышечной области Солнца, генерируемая в переходном слое ($\lambda = 10.7$ см) и нижней короне ($\lambda = 27.8$ см). Наблюдения проводились на радиотелескопе РТ-12 Института Ионосферы Республики Казахстан 7 июня 2011 г., 25 октября 2013 г. и 20 февраля 2014 г. По измерениям временных профилей между колебаниями интенсивности радиоизлучения, имеющими квазипериодический характер, найдено, что для периодов 20–350 секунд всегда наблюдается распространение возмущений от хромосферы в корону с временным запаздыванием 20–100 секунд. С использованием ряда моделей для активного Солнца проведены оценки скоростей распространения возмущений 200–2500 км/с и диапазоны обнаруженных периодов. Показано, что они соответствуют скорости альвеновских и быстрых магнитоакустических волн. Таким образом, мы заключаем, что в нашем исследовании квазипериодичность во вспышечной области Солнца связана с МГД-колебаниями.

Поступила в редакцию 02.08.2023 г. Принята в печать 12.09.2023 г.

Ключевые слова: солнечные вспышки, солнечная активность, радиовсплески, микроволновое излучение, квазипериодические пульсации

Investigation of the nature and parameters of wave processes in the flare region of the solar atmosphere

Huseynov Sh.Sh., Huseynov S.Sh.

Shamakhy Astrophysical Observatory, Pirqulu, Azerbaijan

The paper presents the results of simultaneous observations of fluctuations of the integral radio emission flux in the solar flare region generated in the transition layer ($\lambda = 10.7$ cm) and the lower corona ($\lambda = 27.8$ cm). The observations were carried out with the RT-12 radio telescope of the Institute of the Ionosphere of the Republic of Kazakhstan on June 7, 2011, October 25, 2013, and February 20, 2014. By measuring the time profiles between quasi-periodic radio emission intensity fluctuations, it was found that for periods of 20–350 seconds, propagation of perturbations from the chromosphere to the corona is always observed with a time delay of 20–100 seconds. Using a number of models for the active Sun, estimates were made of the propagation velocities of disturbances of 200–2500 km/s and the ranges of the detected periods. It is shown that they correspond to the speed of Alfvén and fast magnetoacoustic waves. Thus, we conclude that in our study, the quasi-periodicity in the flare region of the Sun is associated with MHD oscillations.

Received 02.08.2023. Accepted 12.09.2023.

Keywords: Solar flares, solar activity, radio bursts, microwave radiation, quasi-periodic pulsations

DOI: 10.51194/INASAN.2023.8.2.010

1. Введение

Изучению флуктуаций радиоизлучения спокойного и активного Солнца — одному из перспективных методов изучения волновых процессов — посвящено много работ [1, 2]. Вместе с тем характер и параметры волновых процессов в солнечной атмосфере исследовались недостаточно. Поэтому, полученные результаты в большинстве случаев противоречат друг другу. Основные причины противоречивости результатов исследования подробно изложены в работе [3]. Для определения характера волн и их параметров необходимо проведение одновременных наблюдений на разных частотах с применением соответствующей математической обработки. Такие исследования для спокойного Солнца были проведены на волнах $\lambda = 3$ и 30 см с малым угловым разрешением [4, 5] и с использованием радиотелескопа с высоким угловым разрешением [1] на волнах $\lambda = 5.2$ и 8.1 см.

В вышеперечисленных работах мы рассматривали модель спокойного Солнца. Для объяснения наблюдаемых флуктуаций во время вспышечных событий хорошо было бы приводить модели активного Солнца.

Таким образом, основной целью данной работы является определение характера и параметров волновых процессов в областях вспышек солнечной атмосферы. Для этого мы постарались внести свой вклад, творчески подойдя к решению некоторых вопросов, возникших на основе наблюдений, сделанных на радиотелескопе РТ-12 Института Ионосферы Республики Казахстан, следуя по пути, открытому специалистами, работающими в этой области.

2. Аппаратура и наблюдательный материал

Основные параметры РТ-12 следующие: $f/D = 0.25$; ширина диаграммы направленности по уровню 0.5 в диапазоне $\lambda = 30$ см $\Theta_{0.5} = 3^\circ$, а в диапазоне $\lambda = 10.7$ см $\Theta_{0.5} = 1.2^\circ$. В качестве облучателя использован логопериодический облучатель, рабочий диапазон от 500 МГц до 3 ГГц. Два радиометра модуляционного типа прямого усиления с центральными рабочими частотами 1.078 ГГц и 2.8 ГГц в термостабилизированном контейнере установлены непосредственно за зеркалом антенны в технологическом пространстве угломерной оси. Облучатели на этих волнах были совмещены. Данные оцифровываются с пятисекундным интервалом, и после форматирования передаются в Институт в центр прогноза космической погоды. На сайте прогностического центра они являются достоянием всех желающих [6].

3. Экспериментальные данные и его обработка

Обработка наблюдательных данных проводилась как с помощью эмпирического метода декомпозиции нелинейных и нестационарных процессов, так и при непосредственном просмотре записей сигнала. Отличие этого метода от преобразования Фурье и различных его модификаций, Вейвлет и других методов, предназначенных в основном для стационарных процессов, состоит в том, что базисная функция не выбирается заранее. По результатам работы данные временных профилей, составленных по событию солнечных вспышек, произошедшему 06.07.2011 г., были разделены от высокочастотных мод к низкочастотным модам [7]. Следует отметить, что в отличие от работ других исследователей мы применили метод эмпирического разделения мод без предварительного выделения тренда из временного ряда [2]. Поскольку форма изменения тренда заранее не известна полностью, этот подход позволяет получить более точные результаты. При непосред-

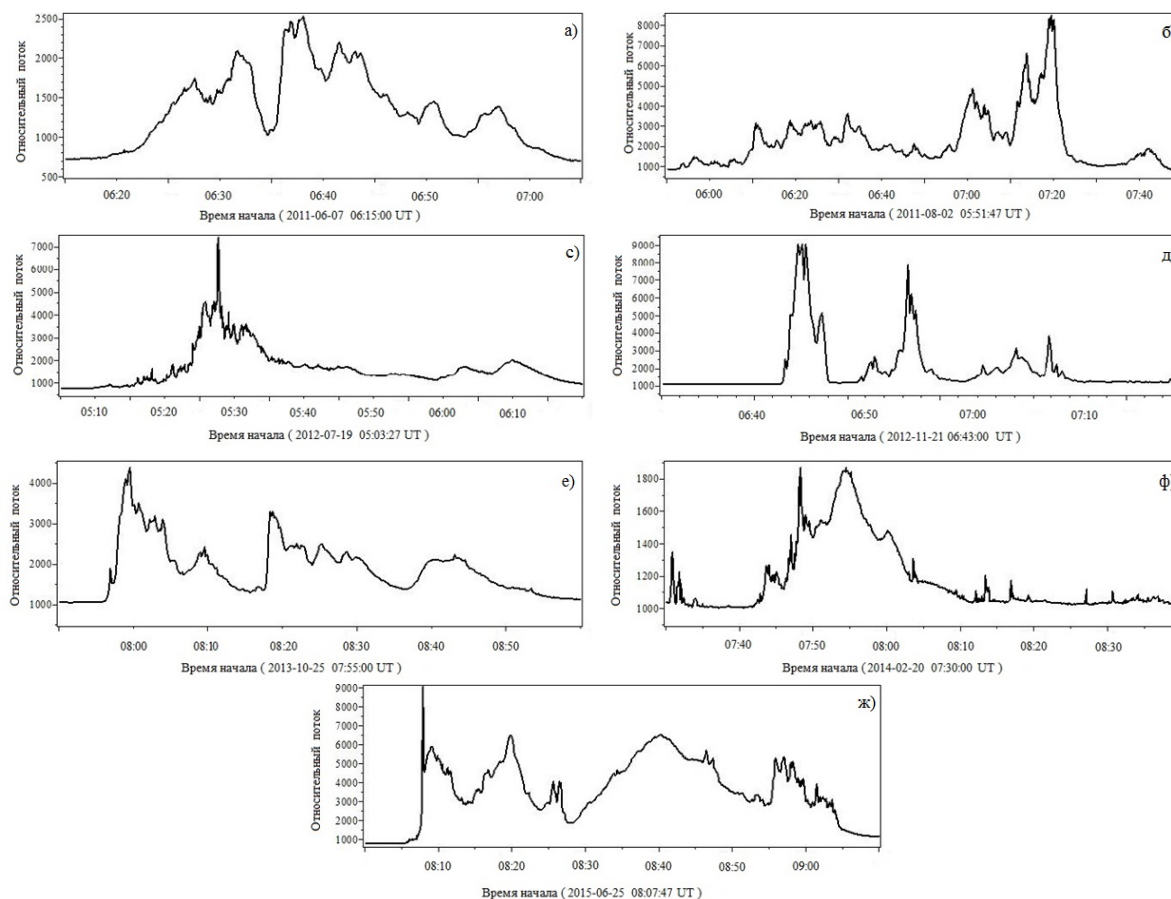


Рис. 1: Временные профили: 7 солнечных вспышек, наблюдавшихся в 2011–15 гг. на РТ-12 с КПП в диапазоне $f = 3$ ГГц Института Ионосферы Республики Казахстан.

ственном просмотре записей сигнала найдено, что временные задержки для волн $\lambda = 10.7$ и 27.8 см лежат в диапазоне от 20 до 100 с.

Для определения физических процессов, проявляющихся в наблюдаемых колебаниях, необходимо знать скорости перемещения возмущений. Для этого при отсутствии другой информации необходимо выбрать наиболее вероятную модель, характеризующую область распространения возмущения.

Особое значение для выяснения физики явления имеет определение типа квазипериодических пульсаций сантиметрового диапазона во флуктуациях активного Солнца. Однако такие исследования были проведены на различных длинах волн.

4. Заключение

В этой работе мы изучили временную задержку, наблюдаемую одновременно радиотелескопом РТ-12 на частотах $f = 1$ и 3 ГГц из набора трех вспышек. Наблюдения проводились на радиотелескопе РТ-12 Института Ионосферы Республики Казахстана в 7 июня 2011 г., 25 октября 2013 г. и 20 февраля 2014 г. Основным

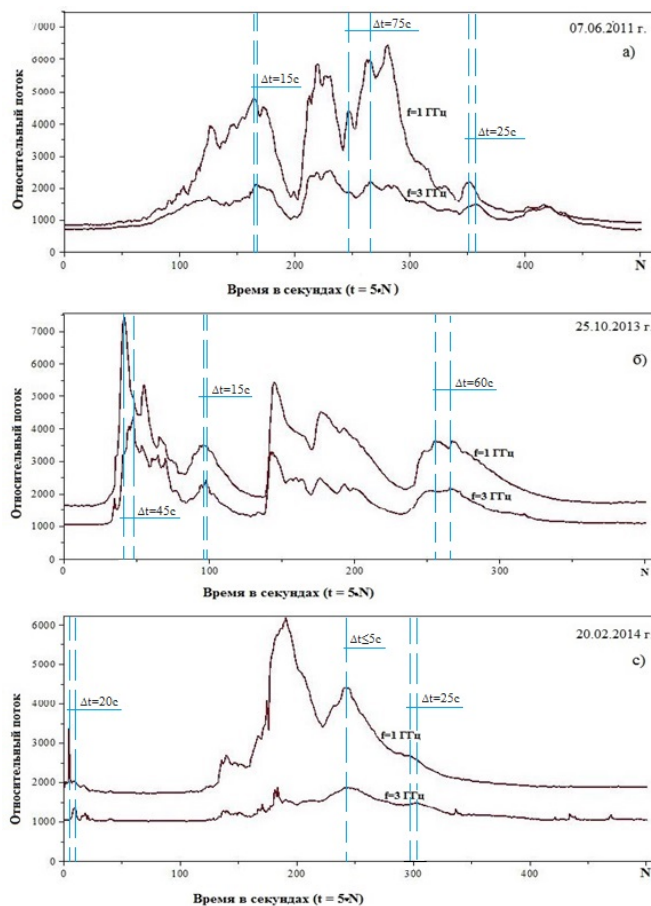


Рис. 2: Временные профили: 3 солнечных вспышки, наблюдавшихся одновременно радиотелескопом РТ-12 на частотах $f = 1$ и 3 ГГц

результатом нашего исследования является то, что наличие колебательного компонента вспыхивающих кривых блеска — широко распространенное явление. Этот результат указывает на то, что осцилляции являются основным признаком вспышек. Таким образом, наше понимание солнечных вспышек не может быть полным без выявления физических механизмов, ответственных за генерацию периодичности. По измерениям временных профилей между колебаниями интенсивности радиоизлучения, имеющими квазипериодический характер, найдено, что для периодов 20–350 секунд наблюдается распространение возмущений от хромосферы в корону с временным запаздыванием 20–100 секунд. Из рис. 2 (а, б, с) видно, что в некоторых случаях время задержки составляет $\Delta t \leq (0 - 20)$ секунд. Мы пришли к выводу, что основная причина этого заключается в том, что активные области (группы пятен и поры), попадающие в поле зрения прибора радиотелескопа, препятствуют свободному распространению колебательных движений, направленных и ускоренных от хромосферы к короне во время солнечных вспышек. Другими словами, основным фактором, влияющим на свободное распространение сигналов в солнечной атмосфере при вспышке на частотах $f = 1$ и 3 ГГц, является непрозрачность среды. По данным, приведенным в литературе, в хромосфере Солнца, по сравнению фотосферой, температура резко возрастает до значений $10^4 - 10^5$ К. Напряженность магнитного поля в тонких трубках толщиной порядка 100 км составляет $\sim 10^3$ Гс (0.1 Тл). Типичная концентрация ионов водорода в хромосфере составляет 10^{10} см $^{-3}$. Корона Солнца — это наименее плотная и самая горячая часть солнечной атмосферы. Температура короны $\sim 10^6$ К, концентрация $\sim 10^8 - 10^9$ см $^{-3}$. Магнитное поле

в короне изменяется: $\sim 10^{-4}$ Тл в спокойных областях до сотен и даже тысяч гаусс ($\sim 10^{-2} - 10^{-1}$ Тл) в активных областях над большими пятнами. Проведенные оценки, при использовании ряда моделей для активного Солнца, скорости распространения возмущений 200–2500 км/с и диапазоны обнаруженных периодов соответствуют скорости альвеновских (100–1000 км/с) и быстрых магнитоакустических волн. Альвеновская скорость внутри петли оценивается в ~ 600 км/с и в ~ 2000 км/с во внешней среде. Отношение плотностей вне и внутри петли приблизительно равно 0.08. Обнаруженную модуляцию периода, или дрейф, также можно объяснить с помощью уравнения (1), приведенного в работе [8].

$$P \approx \frac{2L}{C \cdot n}, \quad (1)$$

где n — целое число, соответствующее номеру продольной гармоники, а C — фазовая скорость моды и $L \simeq 10 - 20 \cdot 10^8$ см — длина петель.

Если мы визуально посмотрим на временные профили интенсивности (рис. 1а, б, с, д, е, ф, ж), составленные нами на основе событий вспышек в разные годы на Солнце, можно отметить следующие сходства и отличия:

1. Общий вид профилей вспышек отличается друг от друга.
2. Квазипериодические колебания и дрейфы с разными периодами присутствуют во всех профилях вспышек и во всех фазах (нарастание, максимум и затухания).
3. Квазипериодические и дрейфующие пульсации с меньшими периодами обнаруживаются в нарастающих фазах вспышек (рис. 1а, б, с, е).
4. В фазах затухания преобладают более длительные квазипериодические колебания и дрейфы (по сравнению с фазами нарастание и максимума) 7 исследованных солнечных вспышек (рис. 1а, б, с, д, е).

Мы заключаем, что в нашем исследовании квазипериодичность в вспышечной области Солнца связана с МГД-колебаниями.

Авторы выражают глубокую благодарность руководству Института Ионосферы за доступ к наблюдательным данным, а также сотруднику института Левину Ю. Н. за предоставление нам экспериментальных данных об интенсивности радиоизлучений вспышечной области Солнца на частотах $f = 1$ и 3 ГГц наблюдавшихся 2010–15 гг. на радиотелескопе РТ-12 ИИ Республики Казахстан.

Список литературы

1. S. I. Avdyushin, E. A. Borisova, S. S. Gusejnov, S. P. Leonenko, B. A. Poperechenko, and L. V. Yasnov, *Byulletin Solnechnye Dannye Akademii Nauk SSSR*, **7**, 88, 1990.
2. E. Kupriyanova, D. Kolotkov, V. Nakariakov, and A. Kaufman, *Solar-Terrestrial Physics*, **6**, 3, 2020.
3. S. S. Huseynov and S. S. Huseynov, in *III-International scientific-practical youth conference*, 171 (2018).
4. M. M. Kobrin and S. D. Snegirev, *Pisma v Astronomicheskii Zhurnal*, **8**, 308, 1982.
5. B. N. Levin and S. D. Snegirev, *Pisma v Astronomicheskii Zhurnal*, **9**, 490, 1983.
6. O. G. Gontarev, B. T. Zhumabaev, and Y. N. Levin, *Geodynamics and Solar-terrestrial connections* (2013).
7. S. S. Huseynov and S. S. Huseynov, *Journal of PEOS*, **24**, 73, 2022.
8. E. G. Kupriyanova, V. F. Melnikov, V. M. Nakariakov, and K. Shibasaki, *Sol. Phys.*, **267**, 329, 2010.

Фундаментальные параметры и эволюционный статус магнитной звезды ε UMa

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

Шемахинская астрофизическая обсерватория им. Н. Туси, Пиркули, Азербайджан

На базе комплексных наблюдений определены фазы, соответствующие максимально пекулярной (P) и относительно нормальной области (N) на поверхности магнитной химически пекулярной (MCP) звезды ε UMa. Выявлено, что все фазовые зависимости магнитного поля (B_e), блеска (V) и эквивалентных ширин (W_λ) линий пекулярных элементов (Si, Cr, Sr и др.) носят синхронный характер; то есть экстремумы величин B_e , V и W_λ в пределах ошибки ($\varphi = \pm 0.05$) совпадают. По профилям линий $H\gamma$ и $H\delta$ с применением моделей атмосфер, рассчитанных для однородного химического состава, были определены фундаментальные параметры (T_{eff} и $\log g$) для нормальной ($T_{\text{eff}} = 8750 \pm 200$ K, $\log g = 3.65 \pm 0.15$) и наиболее пекулярной ($T_{\text{eff}} = 9800 \pm 200$ K, $\log g = 3.80 \pm 0.15$) области на поверхности звезды. Эти результаты показывают, что неучет аномалий химического состава может привести к значительным (до 1000 K) ошибкам в определении эффективной температуры MCP-звезды по линиям водорода при использовании спектра в произвольной фазе переменности. По среднему значению эффективной температуры звезды с помощью стандартных соотношений были вычислены ее радиус $R = 4.14R_\odot$ и масса $M = 3.1M_\odot$. По положению ε UMa на диаграмме Герцшпрунга-Рассела определен ее эволюционный статус. Подтверждено, что она расположена ближе к верхней границе (TAMS) полосы главной последовательности, где располагаются проэволюционировавшие магнитные звезды.

Поступила в редакцию 02.08.2023 г. Принята в печать 25.10.2023 г.

Ключевые слова: магнитное поле, фундаментальные параметры, эволюционный статус

Fundamental parameters and evolutionary status of a magnetic star ε UMa

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

Shamakhy Astrophysical Observatory named after N. Tusi, Pirqulu, Azerbaijan

On the basis of complex observations, the phases corresponding to the most peculiar (P) and relatively normal region (N) on the surface of the magnetic chemically peculiar (MCP) star ε UMa were defined. It was revealed that all phase dependencies of the magnetic field (B_e), brightness (V) and equivalent widths W_λ of the lines of peculiar elements (Si, Cr, Sr and others) are synchronous; that is, the extremes of the quantities B_e , V and W_λ coincide within the error range ($\varphi = \pm 0.05$). Fundamental parameters (T_{eff} and $\log g$) for the normal ($T_{\text{eff}} = 8750 \pm 200$ K, $\log g = 3.65 \pm 0.15$) and the most peculiar ($T_{\text{eff}} = 9800 \pm 200$ K, $\log g = 3.80 \pm 0.15$) region on the surface of the star were determined from the profiles of $H\gamma$ and $H\delta$ lines using model atmospheres with the uniform solar abundances. These results demonstrate the level of possible errors (up to 1000 K) in effective temperature determination based on hydrogen line profile fitting when ignoring the anomalous chemical abundances/distribution in MCP-stars. With the averaged value of effective temperature, star's radius $R = 4.14R_\odot$ and mass $M = 3.1M_\odot$ were calculated using the standard relations. Evolutionary status of ε UMa is determined by its location on the Hertzsprung-Russell diagram. It was confirmed that ε UMa is located closer to the upper boundary (TAMS) of the main sequence band, where the evolved magnetic stars are located.

Received 02.08.2023. Accepted 25.10.2023.

Keywords: magnetic field, fundamental parameters, evolutionary status

DOI: 10.51194/INASAN.2023.8.2.011

1. Введение

Звезда ε UMa (HD 112185) является одной из самых ярких ($V = 1^m.68$) звезд среди известных магнитных химически пекулярных (MCP)-звезд. Результаты многочисленных опубликованных работ показывают, что она, как и многие другие MCP-звезды, является магнитно-, спектрально- и фотометрически- переменной звездой. Ввиду большой яркости звезды библиография ее исследований насчитывает несколько десятков публикаций [1].

Она была классифицирована как звезда класса A1p с усиленными линиями Cr, Eu, Mn [2]. Переменность ε UMa в разные годы исследовалась на основе многочисленных спектральных и фотометрических наблюдений [3].

Для изучения природы и происхождения семейства магнитных химически пекулярных звезд (MCP-звезд) весьма важно проведение комплексных фотометрических, магнитных и спектральных исследований для достаточно большого числа типичных представителей этого класса звезд.

Пока нет четкой картины эволюции MCP-звезд во время их пребывания на главной последовательности. Вопрос об эволюции магнитных полей у MCP-звезд еще не подтвержден достаточно надежными наблюдательными данными. Особый интерес представляет изучение вопросов, связанных с возможными изменениями в ходе эволюции пекулярных характеристик — мощных магнитных полей и химических аномалий —

у магнитных звезд в скоплениях разного возраста (очевидно, что членство в скоплении обеспечивает параметр возраста). Поэтому естественно представляется актуальной задача изучения атмосферных параметров и эволюции МСР-звезд, принадлежащих скоплениям разного возраста [4].

На данном этапе для исследований нами были выбраны четыре МСР-звезды: 17 ComA, 21 Com, ϑ Aur и ϵ UMa, которые являются представителями старых ($\log t \approx 9 \pm 0.05$) скоплений Coma, Auriga и UMa, соответственно. Основные результаты исследования для первых трех звезд были представлены в наших ранних работах [5, 6, 7].

В данной работе представлены, в основном, результаты, полученные для звезды ϵ UMa (= HD112185). Цель работы — определение фундаментальных параметров атмосферы этой МСР-звезды с учетом эффекта пекулярности и эволюционного статуса. Полученные результаты сопоставлены с данными для магнитных звезд подобного типа пекулярности и разного возраста.

2. Наблюдения и обработка

К настоящему времени получено большое количество ПЗС спектрограмм с помощью эшелле-спектрометров, установленных в фокусах кудэ и Кассегрена 2-м телескопа ШАО НАН Азербайджана.

В 2000 г. было получено около 80 ПЗС спектрограмм звезды ϵ UMa с помощью эшелле-спектрометра с разрешающей силой $R = 15000$, установленного в фокусе кудэ 2-м телескопа ШАО НАН Азербайджана, с применением ПЗС матрицы с размерами 530×580 пикселей [8]. Обработка наблюдательного материала была выполнена с помощью пакета программ DECH [9]. В дальнейшем было получено еще 10 ПЗС спектрограмм с разрешающей силой $R = 55000$ и два спектра с $R = 27500$ с помощью спектрографа ShaFES (Shamakha Fiber Echelle Spectrograph). Подробная информация об аппаратуре и методике обработки представлена в работе [10].

Наблюдательные материалы, полученные с высоким временным разрешением, были использованы для выявления кратковременных изменений для ϵ UMa. Однако нам не удалось обнаружить квазипериодические изменения для этой звезды [11]. Также была предпринята попытка уточнения периода вращения ϵ UMa. Недостаточная точность периода была отмечена ранее в работе [12]. Уточнение периода вращения ϵ UMa было проведено в работе Шуляка и др. [3] по фотометрическим наблюдениям за 50 лет. Уточненный период вращения составляет $P_{\text{rot}} = 5^d.08863$.

В большинстве полученных спектров профили линий основных пекулярных элементов (Ca, Cr и др.) заметно меняются в течение периода. На фазах 0.85–0.95 линия CrII $\lambda 4558\text{\AA}$ раздваивается (разделяется на компоненты). Подобные профили наблюдаются и у линии CrI $\lambda 4922.36\text{\AA}$ [13].

В спектрах, соответствующих фазам максимума блеска, наблюдаются линии EuII $\lambda 4205$ и $\lambda 4129.7\text{\AA}$. Линия $\lambda 4205$ блендируется близкими линиями CrII, YII, NdII и потому трудно выделяется даже в фазе максимума (0.85–1.00). Что же касается линии $\lambda 4129.7$, то она слабая, но наблюдается на всех фазах периода.

В спектрах, полученных с разрешающей силой $R = 55000$, имеется несколько небендированных линий PrII и NdII. Результаты исследования редкоземельных элементов в спектрах звезды ϵ UMa будут представлены в последующих работах.

3. Спектральная переменность

По полученным спектрограммам были измерены эквивалентные ширины (W_λ) линий SiII, FeI, FeII, CrI, CrII, SrII, CaII, EuII и др. Построены фазовые кривые эквивалентных ширин вышеуказанных элементов. В качестве примера на рис. 1 и 2 представлены фазовые кривые изменения W_λ некоторых линий FeII, CaII, SiII и CrII. Как видно, фазы максимума интенсивностей магнитного поля, блеска и эквивалентных ширин FeII приблизительно совпадают с минимумом W_λ линий CaII, но изменение происходит не в точности в противофазе, а с небольшим смещением экстремумов, $\Delta\varphi \approx 0.05$. Анализ фазовых изменений показывает, что W_λ линий кремния и хрома изменяются в противофазе.

4. Фотометрическая переменность

Переменность блеска впервые была изучена Провиным [15] и Шуляком и др. [3]. Авторами [3] по фотометрическим наблюдениям за 50 лет был определен период вращения ϵ UMa, равный $= 5^d.08863$. В нашей работе все фазовые кривые построены с этим периодом. Для объяснения разнообразного поведения переменности блеска и цвета МСР-звезд, по-видимому, необходимо учитывать наблюдаемые аномалии в распределении энергии в непрерывном спектре (депрессии) у этих звезд. Отметим, что у МСР-звезд, находящихся в интервале температур от 8000 К до 14000 К, наблюдаются очень широкие (200–400 \AA) и неглубокие (несколько процентов) депрессии в области длин волн $\lambda 4200$, $\lambda 5200$, $\lambda 6300\text{\AA}$ в континууме [16]. Такие слабые аномалии континуума не могли быть выявлены ранее при фотографической регистрации астрономических наблюдений. Они хорошо обнаруживаются при фотоэлектрических наблюдениях, проводимых в Вильнюсской [17] и 10-цветной системах [18]. Исходя из этого, для выявления наблюдаемых особенностей фотометрической

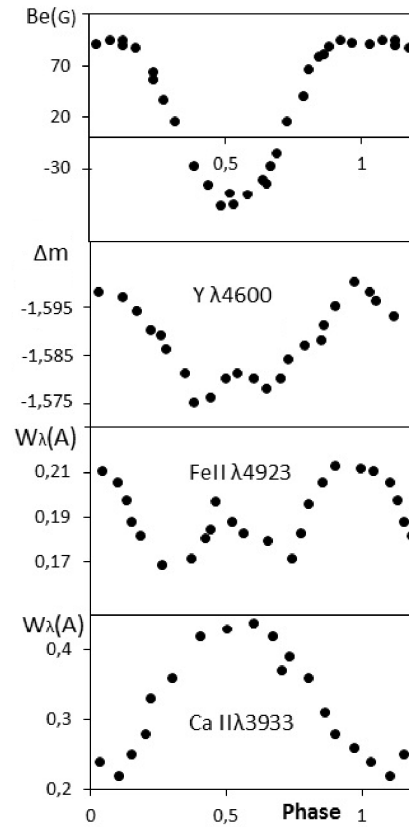


Рис. 1: Фазовые кривые магнитного поля (B_e), блеска (Y), эквивалентных ширин линий FeII $\lambda 4923$, CaII $\lambda 3933\text{\AA}$. Магнитная кривая построена по данным [14].

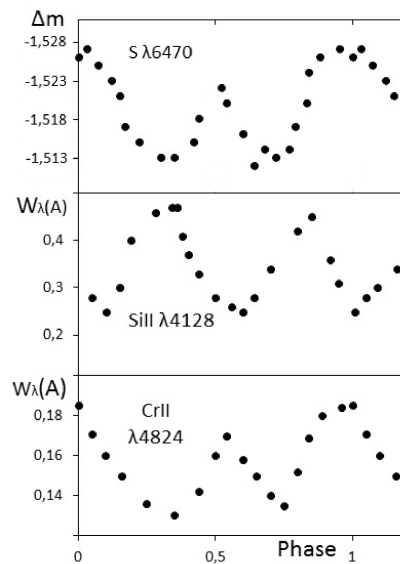


Рис. 2: Фазовые кривые блеска (S), эквивалентных ширин линий SiIII $\lambda 4128$ и CrII $\lambda 4824\text{\AA}$.

переменности МСР-звезд нами были использованы фотометрические материалы, полученные с помощью 10-цветной фотометрической системы [18]. В работе [19] было показано, что изменения блеска звезды во всех

цветах (фильтрах) происходят синхронно. В качестве примера на рис. 1 и 2 представлены фазовые кривые в фильтрах Y и S , соответственно.

5. Переменность магнитного поля

Линии в спектре звезды имеют ширины $\Delta\lambda \approx 0.8\text{\AA}$, что не позволяет измерять магнитное поле фотометрическим методом по линиям металлов. Фотоэлектрические измерения по линиям водорода не дали положительного результата (поле не превышает 100 Гс). Однако на звездном магнитометре 6-м телескопа САО РАН было измерено магнитное поле звезды ε УМа, меняющееся от -300 до $+800$ Гс [12]. Исследование магнитного поля по поляризационным спектрам высокого разрешения было проведено в работе [14]. Авторами было получено, что магнитное поле меняется в пределах от -70 до $+100$ Гс (см. табл. 1). По данным [14] нами были построены фазовые кривые изменения магнитного поля (см. рис. 1).

Сравнение фазовых кривых магнитного поля (B_e), блеска (Y) и эквивалентных ширин (W_λ) пекулярных элементов показывает, что фазы экстремумов для всех построенных зависимостей в пределах точности измерения ($\Delta\varphi \approx \pm 0.05$) совпадают. Согласно модели наклонного ротатора фаза максимума ($\varphi = 0.05 - 0.10$) величин B_e , Y и W_λ соответствует наиболее пятнистой (пекулярной) области, а фаза минимума ($\varphi = 0.5 \pm 0.005$) — относительно нормальной области на поверхности звезды.

6. Определение параметров атмосферы и влияние эффекта пекулярности

Следует отметить, что при определении параметров атмосферы МСР-звезд необходимо учитывать их спектральные и иные переменности, обусловленные эффектом пекулярности (пятнистости) этих звезд. Наибольшее влияние на выходящий поток оказывает неравномерное распределение химических аномалий по поверхности. Это было показано в работах [3] и [14], в которых использовались результаты Доплер-Зеемановского картирования поверхности ε УМа. В нашей работе мы покажем, к каким неопределенностям приводит неучет неравномерности химического состава при определении параметров атмосферы теми же методами, что и для нормальных звезд. Мы рассмотрели это для наблюдений в фазах, соответствующих наиболее пекулярной (P) (пятнистой) и относительно нормальной (N) области на поверхности звезды.

Для этого были сопоставлены фазовые кривые изменения магнитного поля (B_e), блеска (Y , S) и эквивалентных ширин (W_λ) линий Si, Ca, Sr, Cг и Fe, которые являются аномальными (пекулярными) элементами в атмосфере звезды ε УМа. На рис. 1 и 2 представлены фазовые кривые магнитного поля (B_e), блеска (Y , S) и эквивалентных ширин линий вышеперечисленных элементов. Из этих рисунков видно, что фазы экстремумов для всех построенных зависимостей почти совпадают ($\Delta\varphi \approx \pm 0.05$). С помощью сопоставлений построенных фазовых кривых были определены фазы экстремумов. Согласно модели наклонного ротатора фаза главного максимума $\varphi \approx 0.95 \pm 0.05$ фазовых кривых величин B_e , Y , S и W_λ соответствует наиболее пекулярной (P) области, а фаза минимума $\varphi \approx 0.5 \pm 0.05$ соответствует относительно нормальной (N) области на поверхности звезды (см. табл. 1).

7. Фундаментальные параметры (T_{eff} , $\log g$)

Почти все параметры атмосферы, указанные в табл. 1, были определены на базе наблюдательных материалов полученных в ШАО НАН Азербайджана. Эффективная температура T_{eff} и ускорение силы тяжести $\log g$ были определены по профилям линий водорода (H_γ , H_δ).

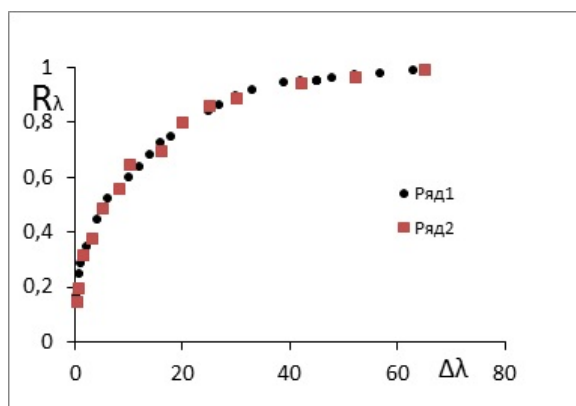


Рис. 3: Сравнение теоретических (1) и наблюдаемых (2) профилей линии H_γ для нормальной области.

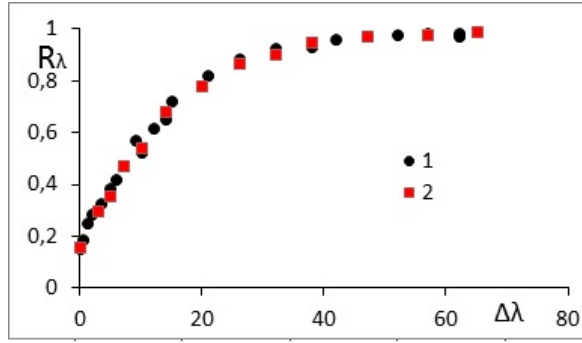


Рис. 4: Обозначения те же, что на рис. 3, для пекулярной области.

Для этого по программе ATLAS9 [20] для эффективных температур в диапазоне от 8000 К до 11000 К (с шагом 200 К) и значений логарифма ускорения силы тяжести от 3.0 до 4.0 (с шагом 0.20) была рассчитана сетка моделей атмосфер с однородным (солнечным) химическим составом. Далее были построены наблюдаемые профили линий $H\gamma$ для пекулярных и нормальных областей, и проведено сравнение наблюдаемых и теоретических профилей для экстремальных фаз. Полученные результаты показаны на рис. 3 и 4. Для каждой фазы экстремумов были использованы две-три спектрограммы.

Найденные значения T_{eff} и $\log g$ представлены в табл. 1. В последнем столбце приведены данные из литературы.

 Таблица 1: Фундаментальные параметры магнитной CP-звезды ϵ UMa.

№	Параметры	P	N	Данные из литературы
1	Фазы (ϕ), соответствующие пекулярной (P) и нормальной (N) области атмосферы	0.95 ± 0.05	0.5 ± 0.05	
2	T_{eff} (К) и $\log g$, найденные по профилям $H\gamma$ и $H\delta$	9800 ± 200 3.80 ± 0.15	8750 ± 200 3.65 ± 0.15	$9200, 3.60$ [14] $9500, 3.5$ [1] 3.2 [21]
3	Радиус	4.14 ± 0.15		4.08 ± 0.14 [14]
4	Масса	3.1 ± 0.1		2.8 [12] 2.76 ± 0.03 [22]
5	$\log(L_*/L_\odot)$ M_V и M_{bol}		2.06 $-0.225; -0.407$	2.03 ± 0.02 [14] 2.01 ± 0.02 [22] $-0.14; -0.5$ [23] -0.21 ± 0.04 [22]

Для оценки ошибки измерения были использованы четыре спектра стандартной звезды θ Leo и 10 спектрограмм звезды α Lyr, полученные в конце сеанса наблюдений ϵ UMa. В итоге ошибки измерения T_{eff} и $\log g$ составили ± 200 К и ± 0.15 , соответственно. Наши результаты показывают, что неучет химических аномалий при определении параметров стандартными методами по спектральным наблюдениям MCP-звезды, проведенным в произвольную фазу переменности, может приводить к ошибкам в эффективной температуре до 1000 К, что существенно превышает стандартные ошибки измерений. Неучет пятнистости гораздо меньше влияет на определение ускорения силы тяжести на поверхности. Следует отметить, что среднее по фазе значение эффективной температуры $T_{\text{eff}} = 9275$ К согласуется с величиной, полученной по наилучшему в настоящее время методу определения параметров атмосфер MCP-звезд [14].

Радиус R и масса M звезды в солнечных единицах найдены по стандартным соотношениям:

$$\log R = 8.47 - 2 \log T_{\text{eff}} - 0.2 M_{\text{bol}}, \log M = \log g + 2 \log R - 4.44, \quad (1)$$

где $M_{\text{bol}} = M_V + \Delta m_{\text{bol}}$ — болометрическая звездная величина. Болометрическая поправка Δm_{bol} определена путем экстраполяции данных Страйжиса [17]. Болометрическая величина ϵ UMa $M_{\text{bol}}^* = -0^{\text{m}}.407$. При расчете радиуса использовалось среднее по фазе значение эффективной температуры. Найденные значения для радиуса, массы и M_{bol} приведены в табл. 1.

8. Эволюционный статус

Определение эволюционного статуса магнитных химически пекулярных звезд является актуальным вопросом, и определение их точных положений на диаграмме Герцшпрунга-Рассела представляет особый интерес для физики и эволюции этих звезд. В работе Ландстрита и др. [24] 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 ε UMa была вычислена ее светимость с использованием стандартных соотношений

$$\log(L_*/L_\odot) = 0.4(M_{\text{bol}}^\odot - M_{\text{bol}}^*), \quad (2)$$

где M_{bol}^\odot — болометрическая звездная величина Солнца, равная $4^{\text{m}}.74$, и $M_{\text{bol}}^* = -0^{\text{m}}.407$. В результате мы получили $\log(L_*/L_\odot) = 2.06$, что в пределах ошибок согласуется со светимостью, определенной в работе [14].

Положение исследуемой звезды по найденным значениям светимости и средней эффективной температуры на диаграмме Герцшпрунга-Рассела показано на рис. 5, аналогичном правой панели рис. 5 из статьи [25]. Также показано положение ряда других МСР-звезд.

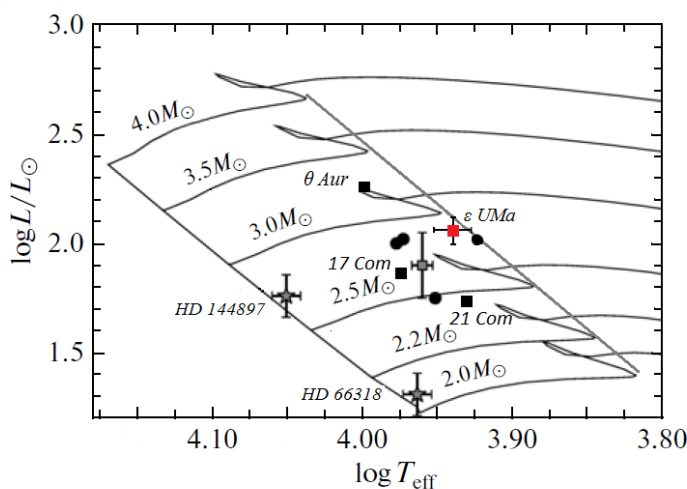


Рис. 5: Диаграмма Герцшпрунга-Рассела. Красным квадратом отмечена звезда ε UMa. Черными кружками и открытыми звездочками отмечена подгруппа Ар звезд из работы [25]. Положения трех МСР-звезд, исследованных ранее авторами данной работы, показаны черными квадратами.

На диаграмме черными квадратами отмечены еще три МСР-звезды, ранее исследованные авторами данной работы [5, 6, 7]. Как видно, звезда ε UMa является проэволюционировавшей звездой, которая приближается к концу жизни на главной последовательности. В эту же группу входит ряд старых звезд (HD 40711, 17 ComA, 21 Com, θ Aur и др.) с умеренными/слабыми магнитными полями. На диаграмме звездочками обозначены звезды HD 66318 и HD 144897. Эти молодые звезды обладают сильным магнитным полем (≥ 3000 Гс), и в их спектрах наблюдаются высокие содержания как элементов железного пика, так и пекулярных элементов Si, Cr и Ca. Эти молодые звезды были выбраны для сравнения с проэволюционировавшими МСР-звездами [25]. Получено, что линии пекулярных элементов Si, Cr и Ca по сравнению с молодыми звездами несколько ослаблены.

9. Выводы

1. Показано, что переменность магнитного поля, блеска и эквивалентных ширин (W_λ) линий CrII, FeII, SiII и K CaII сфазирована, однако изменения происходят как в фазе друг с другом, так и в противофазе. Имеется некоторое фазовое смещение ($\Delta\varphi \approx 0.05$) экстремумов.
2. Показано, что учет аномалий химического состава может привести к значительным (до 1000 К) ошибкам в определении эффективной температуры МСР-звезды по линиям водорода при использовании спектра в произвольной фазе переменности.
3. Подтверждено, что ε UMa является проэволюционировавшей звездой, которая расположена ближе к верхней границе (TAMS) и приближается к концу жизни на главной последовательности.

Список литературы

1. A. G. Totochava and V. L. Khokhlova, *Pisma v Astronomicheskii Zhurnal*, **17**, 60, 1991.
2. P. Renson and J. Manfroid, *Astron. and Astrophys.*, **498**, 961, 2009.
3. D. Shulyak, J. Krťicka, Z. Mikulášek, O. Kochukhov, and T. Lüftinger, *A&A*, **524**, A66, 2010.
4. V. G. Klochkova and I. M. Kopylov, *Astronomicheskii Zhurnal*, **63**, 240, 1986.
5. S. G. Aliyev and D. N. Rustamov, *Tsirkulyar SHAO*, **86**, 3, 1989.
6. S. G. Aliyev and V. M. Khalilov, *Izvestiya NANA*, **40**, 132, 2020.
7. S. G. Aliyev and Z. M. Alishova, *Azerbaijani Astronomical Journal*, **16**, 62, 2021.
8. S. G. Aliyev and N. Z. Ismailov, in *Proceedings of the international conference "Tusi-800", Prikuli, October 4-7*, 221–223 (2001).
9. G. A. Galazutdinov, *Astrophysical Bulletin*, **77**, 519, 2022.
10. 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.
11. S. K. Ismailova, A. S. Ismailov, Y. M. Maharramov, and S. G. Aliyev, *Azerbaijani Astronomical Journal*, **6**, 21, 2011.
12. Y. V. Glagolevskij, V. D. Bychkov, I. K. Iliev, I. D. Najdenov, I. I. Romanyuk, V. G. Shtol', and G. A. Chuntunov, *Astrofizicheskie Issledovaniia Izvestiya Spetsial'noj Astrofizicheskoi Observatorii*, **15**, 14, 1982.
13. W. Wehlau, J. Rice, N. E. Piskunov, and V. L. Khokhlova, *Soviet Astronomy Letters*, **8**, 15, 1982.
14. O. Kochukhov, M. Shultz, and C. Neiner, *A&A*, **621**, A47, 2019.
15. S. S. Provin, *Astrophys. J.*, **118**, 489, 1953.
16. I. I. Romanyuk, D. O. Kudryavtsev, and E. A. Semenko, *Astrophysical Bulletin*, **64**, 239, 2009.
17. V. Straižys, *Multicolor stellar photometry. Photometric systems and methods* (1977).
18. W. Schöneich and J. Staude, in W. W. Weiss, H. Jenkner, and H. J. Wood, eds., *IAU Colloq. 32: Physics of Ap Stars*, 387 (1976).
19. B. Musielok, D. Lange, W. Schöneich, G. Hildebrandt, E. Zelwanowa, A. Hempelmann, and G. Salmanov, *Astronomische Nachrichten*, **301**, 71, 1980.
20. R. L. Kurucz, *CD-ROM No. 1-23* (1993).
21. S. Engin, in W. W. Weiss, H. Jenkner, and H. J. Wood, eds., *IAU Colloq. 32: Physics of Ap Stars*, 623 (1976).
22. O. Kochukhov and S. Bagnulo, *A&A*, **450**, 763, 2006.
23. V. S. Lebedev, *Astrofizicheskie Issledovaniia Izvestiya Spetsial'noj Astrofizicheskoi Observatorii*, **23**, 58, 1986.
24. J. D. Landstreet, S. Bagnulo, V. Andretta, J. Silaj, L. Fossati, and G. A. Wade, in *Magnetic Stars*, 14–22 (2011).
25. A. R. Titarenko, E. A. Semenko, and T. A. Ryabchikova, *Astronomy Letters*, **38**, 721, 2012.

Содержание

<i>Купряков Ю.А., Бычков К.В., Белова О.М., Горшков А.Б.</i> Эволюция физических параметров вспышки SOL 2012-07-05 по оптическим наблюдениям в линиях водорода	46
<i>Аитов В.Н., Вальявин Г.Г.</i> Наблюдения магнитных белых карликов с экстремально сильными магнитными полями	51
<i>Старицин Е.И.</i> Образование быстро вращающихся Ве-звезд в массивных тесных двойных системах	54
<i>Антохина Э.А., Антохин И.И.</i> Звезды Вольфа-Райе в двойных системах: моделирование кривых блеска	58
<i>Новосельцев Ю.Ф., Горбачева Е.А., Гулиев Р.М., Дзапарова И.М., Кочкаров М.М., Куреня А.Н., Мартаков Е.С., Новосельцева Р.В., Петков В.Б., Стриганов П.С., Унатлоков И.Б., Янин А.Ф.</i> Мониторинг нейтринных вспышек в Галактике	63
<i>Фадеев Ю.А.</i> Нелинейные пульсации красных гигантов	69
<i>Антохин И.И.</i> Тесные двойные системы: лаборатории, созданные природой	75
<i>Холтыгин А.Ф., Рыспаева Е.Б., Якунин И.Ф., Циона О.А.</i> Переменность оптических и рентгеновских спектров звезд типа Gamma Cassiopeia	86
<i>Романюк И.И., Семенко Е.А., Якунин И.А., Моисеева А.В., Кудрявцев Д.О., Аитов В.Н.</i> Доказательства реликтовой природы магнитного поля химически пекулярных звезд	93
<i>Гусейнов Ш.Ш., Гусейнов С.Ш.</i> Исследование характера и параметров волновых процессов во вспышечной области солнечной атмосферы	97
<i>Алиев С.Г., Халилов В.М., Алышова З.М.</i> Фундаментальные параметры и эволюционный статус магнитной звезды ϵ UMa	101

Contents

<i>Kupryakov Yu.A., Bychkov K.V., Belova O.M., Gorshkov A.B.</i> Evolution of the physical parameters of the SOL 2012-07-05 flare based on optical observations in hydrogen lines	46
<i>Aitov V.N., Valyavin G.G.</i> Observations of magnetic white dwarfs with extremely strong magnetic fields	51
<i>Staritsin E.I.</i> Formation of rapidly rotating Be stars in massive close binary systems	54
<i>Antokhina E.A., Antokhin I.I.</i> Wolf-Rayet stars in binary systems: modeling the light curves	58
<i>Novoseltsev Yu.F., Gorbacheva E.A., Guliev P.M., Dzaparova I.M., Kochkarov M.M., Kurenya A.N., Martakov E.S., Novoseltseva R.V., Petkov V.B., Striganov P.S., Unatlokov I.B., Yanin A.F.</i> Neutrino burst monitoring in our Galaxy	63
<i>Fadeyev Yu.A.</i> Nonlinear pulsations of red giants	69
<i>Antokhin I.I.</i> Close binary systems: laboratories designed by nature	75
<i>Kholtygin A.F., Ryspaeva E.B., Yakunin I.A., Tsiopa O.A.</i> Variability of optical and X-ray spectra of Gamma Cassiopeia stars	86
<i>Romanyuk I.I., Semenko E.A., Yakunin I.A., Moiseeva A.V., Kudryavtsev D.O., Aitov V.N.</i> Fossil nature of the magnetic field of chemically peculiar stars	93
<i>Huseynov Sh.Sh., Huseynov S.Sh.</i> Investigation of the nature and parameters of wave processes in the flare region of the solar atmosphere	97
<i>Aliiev S.G., Khalilov V.M., Alishova Z.M.</i> Fundamental parameters and evolutionary status of a magnetic star ϵ UMa	101