

ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 68

АВГУСТ, 2025

ВЫПУСК 3

ПОИСКИ КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИК В ЮГО-ЗАПАДНОМ СЕКТОРЕ МЕСТНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ ПУСТОТЫ	<i>А.А.Попова, И.Д.Караченцев</i>	221
ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ КРАСНЫХ ГИГАНТОВ С МАГНИТ- НЫМИ ПОЛЯМИ: ОБЗОР ПОСЛЕДНИХ РЕЗУЛЬТАТОВ	<i>Л.С.Любимков</i>	225
ПОТЕРЯ МАССЫ АТМОСФЕРЫ ПЛАНЕТЫ WASP-195 b	<i>И.С.Саванов, Е.С.Дмитриенко</i>	243
ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНОЙ О-ЗВЕЗДЫ HD149438	<i>Ю.В.Глаголевский</i>	251
О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПУЛЬСАРОВ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ В ГАЛАКТИКЕ	<i>Р.Р.Андреасян, А.Р.Андреасян, Г.М.Паронян, А.Г.Сукиасян</i>	271
НИЗКОЧАСТОТНЫЕ РАДИОВСПЛЕСКИ ТИПА II И СВЯЗАН- НЫЕ С НИМИ СОЛНЕЧНЫЕ ВСПЫШКИ, КОРОНАЛЬНЫЕ ДЫРЫ И КВМ В ПЕРИОД С 2001 ПО 2015гг.	<i>Н.Миттал, В.Верма</i>	285

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Выходит с 1965г.
на русском и английском языках

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Գ.Տ.Տեր-Ղազարյան (Հայաստան)
Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Ս.Դ.Օղինցով (Իսպանիա), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան),
Ա.Ա.Հակոբյան (Հայաստան)

Գ.Ս.Բխնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Մ.Չերեպաշչուկ (Ռուսաստան), Հ.Ֆինեկեր (Չիլի),
Բ.Մ.Շուստով (Ռուսաստան), Ի.Դ.Կարաչենցև (Ռուսաստան), Ս.Կապոցիելլո (Իտալիա),
Կ.Ա.Բրոննիկով (Ռուսաստան), Յ.Սոբուտի (Իրան), Է.Գաստանազա (Մեծ Բրիտանիա),
Քև Աբազադյան (ՄԱՆ), Լ.Պողոսյան (Կանադա), Ա.Ա.Սահարյան (Հայաստան), Ա.Սեդրակյան
(Լեհաստան), Տ.Պաուլ (Հնդկաստան), Վ.Պ.Ռեշետնիկով (Ռուսաստան), Յու.Ա.Շեքինով
(Ռուսաստան), Օ.Մալկով (Ռուսաստան), Ե.Պ.Պավլենկո (Ռուսաստան), Տ.Յու.Մագակյան
(Հայաստան), Ժ.Ալենիան (Ֆրանսիա), Ա.Մ.Միքայելյան (Հայաստան), Ն.Սահակյան
(Հայաստան), Ա.Խաչատրյան (Հայաստան), Գ.Բ.Ավալերդյան (Հայաստան), Ա.Գ.Եղիկյան
(Հայաստան), Ա.Թեվզադե (Վրաստան)

Редакционная коллегия

Главный редактор: Г.Т.Тер-Казарян (Армения)
Заместители главного редактора: С.Д.Одинцов (Испания), В.П.Гринин (Россия),
А.А.Акопян (Армения)

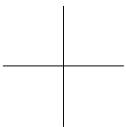
Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.М.Черепашук (Россия), Г.Циннекер (Чили),
Б.М.Шустов (Россия), И.Д.Караченцев (Россия), С.Капоцциелло (Италия),
К.А.Бронников (Россия), Ю.Собути (Иран), Э.Гастанага (Великобритания),
К.Абазадзьян (США), Л.Погосян (Канада), А.А.Саарян (Армения), А.Седракян
(Польша), Т.Паул (Индия), В.П.Решетников (Россия), Ю.А.Шекинов (Россия),
О.Ю.Малков (Россия), Е.П.Павленко (Россия), Т.Ю.Магакян (Армения), Дж.Алесан
(Франция), А.М.Микаелян (Армения), Н.Саакян (Армения), А.Хачатрян (Армения),
Г.Б.Алавердян (Армения), А.Г.Егикян (Армения), А.Тевзадзе (Грузия)

"АСТРОФИЗИКА" - научный журнал, издаваемый Национальной академией наук Республики Армения. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой. Журнал предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

"ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ"-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային Ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Адрес редакции: Республика Армения, Ереван 19, пр. Маршала Баграмяна 24^Г
Редакция ж. "Астрофизика", тел. 56 81 38 e—mail: astrofiz@sci.am

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2025



The full version of the article is available on the website of the journal "Astrophysics":
<https://link.springer.com/journal/10511>

SEARCH FOR DWARF GALAXIES IN THE SOUTHWESTERN SECTOR OF THE LOCAL COSMIC VOID

A.A.POPOVA¹, I.D.KARACHENTSEV²

Received 15 May 2025

We performed a search for new dwarf galaxies in a direction towards the southwestern part of the Local Void using the data on DESI Legacy Imaging Surveys. In a sky area of ~ 1000 square degrees, we discovered 12 candidates to nearby dwarfs with a high confidence. Four of them are probable new companions to the nearby galaxy M83 and others are isolated objects. We found also 20 nearby dwarf candidates with a low confidence. Almost all of the detected galaxies are classified as late type dwarfs. A new cluster of bluish stars with an angular diameter of $0'.9$ is revealed by us at a high galactic latitude, $b = 29^\circ$. Being at a distance of ~ 70 kpc, it can be a globular cluster associated with the Milky Way stellar stream Sagittarius dSph or a new ultra-faint satellite of the Milky Way.

Keywords: *galaxies: dwarf galaxies: globular cluster: Local Void*

¹ Peter the Great St.Petersburg Polytechnic University, Saint Petersburg, 195251
Russia

² Special Astrophysical Observatory of the Russian Academy of Sciences,
N.Arkhiz, 369167, Russia, e-mail: idkarach@gmail.com

ПОИСКИ КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИК В ЮГО-ЗАПАДНОМ СЕКТОРЕ МЕСТНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ ПУСТОТЫ

А.А.ПОПОВА¹, И.Д.КАРАЧЕНЦЕВ²

Мы провели поиск новых карликовых галактик в юго-западной части Местного войда, используя данные обзора DESI Legacy Imaging Surveys. На площади неба ~ 1000 квадратных градусов обнаружено 12 кандидатов в близкие карликовые галактики с высокой достоверностью. Четыре из них, вероятно, являются новыми спутниками близкой галактики M83, а остальные - изолированными объектами. Также выявлено 20 кандидатов в близкие карликовые галактики с низкой достоверностью. Почти все обнаруженные галактики классифицированы как карлики поздних типов. В ходе работы обнаружено новое скопление голубоватых звезд с угловым диаметром $0'.9$ на высокой галактической широте ($b = 29^\circ$). Находясь на расстоянии ~ 70 кпк, оно может быть шаровым скоплением, связанным со звездным потоком Стрельца (Sagittarius dSph) в Млечном Пути или новым ультра-слабым спутником Млечного Пути.

Ключевые слова: *галактики: карликовые галактики: шаровое скопление: местная пустота*

REFERENCES

1. *R.B.Tully*, Nearby galaxies catalog, Cambridge University Press, Cambridge, 1988.
2. *V.E.Karachentseva, I.D.Karachentsev, G.M.Richter*, Astron. Astrophys. Suppl., **134**, 1, 1999.
3. *R.C.Kraan-Korteweg, N.Shafi, B.S.Koribalski et al.*, in "Galaxies in the Local Volume", Astrophysics and Space Science Proceedings, **5**, 13, 2008.
4. *A.V.Tikhonov, I.D.Karachentsev*, Astrophys. J., **653**, 969, 2006.
5. *M.A.Zwaan, L.Staveley-Smith, B.S.Kodibalski et al.*, Astron. J., **125**, 2842, 2003.
6. *R.Giovanelli, M.P.Haynes, B.R.Kent et al.*, Astron. J., **130**, 2598, 2005.
7. *A.T.Roman, K.Nakanishi, A.Tomita et al.*, Publ. Astron. Soc. of Japan, **48**, 679, 1996.
8. *K.Nakanishi, T.Takata, T.Yamada et al.*, Astrophys. J. Suppl., **112**, 245, 1997.
9. *O.G.Nasonova, I.D.Karachentsev*, Astrophysics, **54**, 1, 2011.
10. *K.Kreckel, P.J.E.Peebles, J.H. van Gorkom et al.*, Astron. J., **141**, 204, 2011.
11. *J.L.Donley, L.Staveley-Smith, R.C.Kraan-Korteweg et al.*, Astron. J., **129**, 220, 2005.
12. *A.C.Schröder, L.Flöer, B.Winkel et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **489**, 2907, 2019.
13. *A.Dey, D.J.Schlegel, D.Lang et al.*, Astron. J., **157**, 168 2019.
14. *I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, S.S.Kaisin et al.*, Astrophysics, **66**, 441, 2024.
15. *I.D.Karachentsev, M.I.Chazov, S.S.Kaisin*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **537L**, 21, 2025.
16. *A.E.Nazarova, J.M.Cannon, I.D.Karachentsev et al.*, Astron J., **170**, 23, 2025.
17. *I.D.Karachentsev, D.I.Makarov, E.I.Kaisina*, Astron. J., **145**, 101, 2013 (UNGC).
18. *D.I.Makarov, P.Prugniel, N.Terekhova et al.*, Astron. Astrophys., **570A**, 13, 2014 (LEDA).
19. *E.J.Shaya, R.B.Tully, Y.Hoffman et al.*, Astrophys. J., **850**, 207, 2017.
20. *E.Kourkchi, H.M.Courtois, R.Graziani et al.*, Astron. J., **159**, 67, 2020.
21. *R.B.Tully, E.J.Shaya, I.D.Karachentsev et al.*, Astrophys. J., **676**, 184, 2008.
22. *I.D.Karachentsev, O.G.Kashibadze*, Astron. Nachr., **342**, 999, 2021.
23. *R.B.Tully*, Astron. J., **149**, 54, 2015.
24. *R.B.Tully, L.Rizzi, E.J.Shaya et al.*, Astron. J., **138**, 323, 2009.
25. *O.Müller, H.Jerjen, B.Binggeli*, Astron. Astrophys., **597A**, 7, 2017.
26. *O.Müller, H.Jerjen, B.Binggeli*, Astron. Astrophys., **583A**, 79, 2015.
27. *E.Bica, D.B.Pavani, C.J.Bonnato et al.*, Astron. J., **157**, 12, 2019.
28. *G.Carrado*, Astron. J., **137**, 3809, 2009.
29. *E.F.Schlafly, D.P.Finkbeiner*, Astrophys. J., **737**, 103, 2011.
30. *K.M.Hamren, G.H.Smith, P.Guhathakurta et al.*, Astron. J., **146**, 116, 2013.
31. *A.B.Pace*, arXiv 2411.07424, 2024.

DOI: 10.54503/0571-7132-2025.68.3-225

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ КРАСНЫХ ГИГАНТОВ С МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ: ОБЗОР ПОСЛЕДНИХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Л.С.ЛЮБИМКОВ

Поступила 30 апреля 2025

Принята к печати 10 сентября 2025

На основе серии работ, выполненных недавно в Крымской астрофизической обсерватории, рассмотрены данные о химическом составе 20 G- и K-гигантов с магнитными полями в сравнении с химическим составом 7 немагнитных гигантов. Обнаружены существенные различия в содержании лития и в величине $[N/C]$ между магнитными и немагнитными гигантами; оба эти параметра, как известно, являются чувствительными индикаторами эволюции звезд. Показано, что литий отсутствует почти у всех немагнитных гигантов, в полном соответствии с предсказаниями теории относительно эволюции гигантов, прошедших глубокое конвективное перемешивание в фазе FDU. Напротив, у большинства магнитных гигантов литий присутствует в атмосфере. Далее, величина $[N/C]$, рассмотренная как функция возраста и массы, показывает систематические различия между магнитными и немагнитными гигантами. Обсуждаются возможные объяснения найденных различий в химическом составе двух типов гигантов. Показано, что суммарное содержание $C+N+O$, которое в течение эволюции звезды, по-видимому, остается постоянным, демонстрирует явную зависимость от индекса металличности $[Fe/H]$, причем не только для рассмотренных гигантов, но в расширенном диапазоне $[Fe/H]$ от -2.5 до $+0.3$.

Ключевые слова: *красные гиганты; магнитное поле; химический состав*

1. Введение. Благодаря многолетним исследованиям химический состав красных гигантов изучен достаточно хорошо. Например, установлены аномалии некоторых легких элементов, имеющие эволюционную природу. В частности, обнаружена характерная для таких звезд антикорреляция между содержаниями азота и углерода. Однако в последние годы в этой проблеме появились два новых момента, требующие дополнительных исследований.

Во-первых, были открыты тысячи экзопланет около звезд, в том числе планеты были найдены примерно у 200 красных гигантов. Возникает вопрос, касающийся химического состава таких гигантов; возможно, он имеет какие-то особенности, которые могли бы как-то способствовать формированию планет около таких звезд.

Во-вторых, у некоторых красных гигантов были обнаружены магнитные поля и этот факт представляется довольно неожиданным с точки зрения стандартной теории звездной эволюции. Дело в том, что на стадии красного

гиганта звезда испытывает глубокое конвективное перемешивание, при котором сохранение магнитного поля вряд ли возможно. Возникает вопрос: каким образом могло появиться магнитное поле у таких звезд? Другой вопрос касается химического состава: имеются ли какие-нибудь различия в химическом составе между магнитными и немагнитными гигантами? В настоящем обзоре мы попытаемся ответить на эти вопросы.

В серии работ, выполненных в Крымской астрофизической обсерватории, исследовались красные гиганты в окрестности Солнца, принадлежащие обоим указанным выше типам: гиганты с планетами, гиганты с магнитными полями. В частности, в работах [1,2] были определены физические параметры и химический состав 9 близких К-гигантов с планетами. В настоящем обзоре, основываясь на измерениях магнитных полей [3], обсуждены результаты, полученные недавно для 20 красных гигантов с магнитными полями. Они опубликованы в работах [4-7] и содержат основные физические параметры гигантов и высокоточные данные об их химическом составе.

Из 29 G- и К-гигантов, у которых в [3] было обнаружено магнитное поле, для анализа химического состава в [5] были отобраны 20 гигантов, лежащих в пределах 150 пк от Солнца. Максимальное магнитное поле B_{max} у этих 20 звезд, согласно [3], варьируется в диапазоне от 0.3 до 98.6 Гс, но в большинстве случаев $B_{max} < 10$ Гс. Только для двух звезд в [3] было детектировано сравнительно большое поле: $B_{max} = 98.6$ Гс для EK Eri и 41.4 Гс для OU And. Эти два гиганта были признаны в [3] вероятными потомками магнитных Ар-звезд. Данные о химическом составе 20 магнитных гигантов, полученные в [4-7], были сравнены с данными [1,2] для немагнитных гигантов.

Отметим, что две звезды, α Tau (Альдебаран) и β Gem (Поллукс), оказались в обоих списках - и среди гигантов с планетами в [1,2], и среди гигантов с магнитными полями в [4-7]. Если учесть это обстоятельство, то мы имеем в [1,2] данные для 7 немагнитных гигантов с планетами. При сравнении магнитных и немагнитных гигантов важно, что содержания элементов для всех этих звезд были определены по единой методике. Такое сравнение помогает ответить на важный вопрос: существуют ли какие-либо различия в химическом составе этих двух типов звезд?

Следует еще раз отметить, что все 7 немагнитных гигантов имеют планеты. Планеты могут иметь и некоторые магнитные гиганты; по крайней мере, у трех из них (α Tau, β Gem и ε Tau) планеты были обнаружены.

2. Базисные физические параметры и эволюционный статус рассмотренных гигантов. Для всех рассмотренных G- и К-гигантов (20 магнитных и 7 немагнитных гигантов) были определены основные физические

характеристики, включая эффективную температуру T_{eff} , ускорение силы тяжести $\log g$, индекс металличности $[Fe/H]$, массу звезды M в массах Солнца $M_{\odot}$ и ее возраст t . Все эти параметры были получены в указанных выше работах на основе единой методики.

Значения эффективной температуры T_{eff} и ускорения силы тяжести $\log g$ в атмосферах 20 магнитных гигантов, согласно [5], варьируются в интервалах $T_{eff} = 3920 - 5330$ К и $\log g = 1.2 - 3.3$, т.е. являются вполне типичными для G- и K-гигантов. Индекс металличности $[Fe/H]$ занимает околосолнечные значения от -0.49 до $+0.18$.

Два параметра, связанные с эволюцией гигантов, конкретно их масса M и возраст t , представляют особый интерес. Отметим, что массы M рассмотренных звезд варьируются в диапазоне от 1.1 до $4.1 M_{\odot}$, а их возраст t занимает интервал от 160 млн до 9 млрд лет. Необходимо отметить, что значения M и t были найдены на основе эволюционных расчетов MIST [8], выполненных без участия магнитного поля. Когда эволюционные расчеты будут проведены для моделей с магнитным полем, оценки M и t для

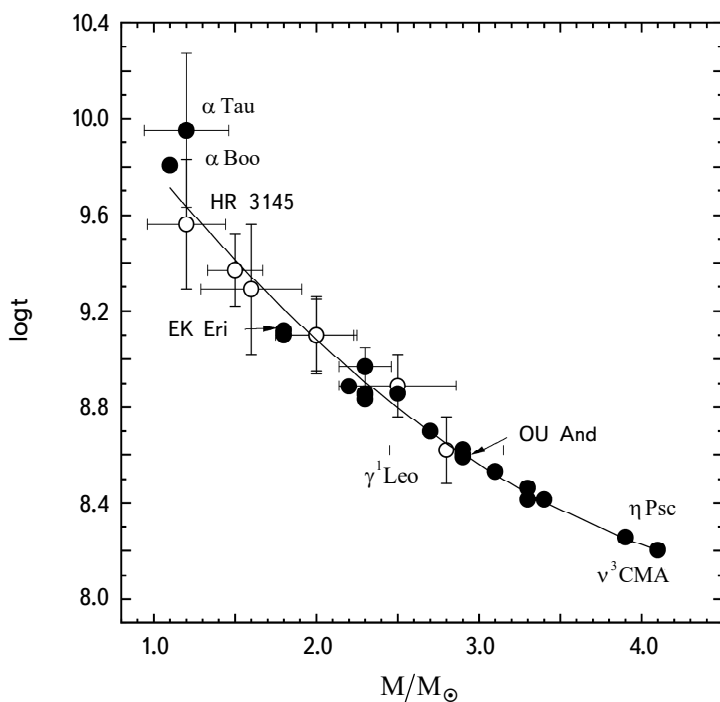


Рис.1. Зависимость возраста от массы для 20 магнитных гигантов (заполненные кружки) и 7 немагнитных гигантов (незаполненные кружки). Отмечены некоторые звезды, представляющие особый интерес. Сплошная кривая - аппроксимация, полученная методом наименьших квадратов. Отметим, что два немагнитных гиганта, α Agi и ϵ CrB, имеют одинаковые координаты: $M/M_{\odot} = 2.0$ и $\log t = 9.10$.

магнитных гигантов могут несколько измениться.

Из рис.1, взятом из [6], видно, что существует зависимость между массой и возрастом гигантов: чем меньше масса, тем больше возраст. Такая анти-корреляция "масса-возраст" для красных гигантов, как отмечено в [1], вполне объяснима. Действительно, возраст таких звезд определяется в основном их временем жизни на стадии главной последовательности (ГП), наиболее продолжительной стадии эволюции, а время жизни на ГП сильно зависит от массы звезды.

Важным показателем эволюционного статуса красных гигантов служит отношение изотопов углерода $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$. Согласно [5,6], рассмотренные гиганты находятся на стадии ВКГ (Ветвь Красных Гигантов или RGB = Red Giant Branch) и демонстрируют значительное понижение величины $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$: $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 7 - 26$ для магнитных гигантов и $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 8 - 18$ для немагнитных гигантов (для Солнца $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 89$). Столь низкие значения $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ несомненно доказывают, что эти звезды прошли на стадии ВКГ глубокое конвективное перемешивание (фаза First Dredge-Up или FDU). Этот важный факт необходимо учитывать при анализе химического состава этих звезд.

3. Содержание лития. Литий, как известно, является одним из самых чувствительных индикаторов звездной эволюции. Содержание этого элемента для рассматриваемых гигантов определялось путем подгонки синтетического спектра к наблюдаемому спектру в области резонансной линии LiI 6707.76 Å. Результаты оказались разными для магнитных и немагнитных гигантов.

С одной стороны, из 7 немагнитных гигантов слабая линия LiI 6707.76 Å была детектирована в [2] только у одной звезды, μ Leo, гиганта с наибольшей металличностью; у него $[\text{Fe}/\text{H}] = +0.26$ и $\log \varepsilon(\text{Li}) = 0.16$. С другой стороны, указанная линия была найдена у 16 из 20 магнитных гигантов (то есть у 80%) [5]. Оказалось, что содержание лития $\log \varepsilon(\text{Li})$ у большинства этих звезд лежит в интервале от 0.6 до 1.5. Отметим, что в эти 80% входят и два гиганта с наибольшими магнитными полями, EK Eri и OU And, у них $\log \varepsilon(\text{Li}) = 1.07$ и 1.52, соответственно.

В чем причина столь резкого различия в содержании лития у магнитных и немагнитных гигантов? Напомним, что и те и другие прошли глубокое конвективное перемешивание в фазе FDU, в результате которого, как ожидалось, весь литий должен был выгореть. Этому вполне соответствуют немагнитные гиганты, у которых литий действительно отсутствует (исключая μ Leo). Однако присутствие лития в атмосферах большинства магнитных гигантов как будто противоречит теории. Представляется неожиданным и присутствие магнитного поля (пусть даже сравнительно слабого) у звезд, прошедших глубокое перемешивание в фазе FDU. Возможные объяснения

этих явлений обсуждаются ниже.

4. *Корреляция между величинами $[N/C]$ и $[N/O]$.* Особое внимание при исследовании химического состава как магнитных, так и немагнитных гигантов было уделено элементам группы CNO, которые считаются ключевыми в теории эволюции звезд. Как известно, эти элементы участвуют в реакциях горения водорода в ядре звезды на стадии ГП, самой продолжительной стадии в эволюции звезды. На этой стадии в ядре звезды, где идут термоядерные реакции, существенно меняются содержания этих элементов, особенно C и N. Содержание N значительно увеличивается, а содержание C, наоборот, уменьшается. При этом изменения в содержаниях CNO-элементов могут наблюдаться не только в недрах, но и в поверхностных слоях звезды, причем уже на стадии ГП, если ее скорость вращения достаточно велика. Особенно сильные изменения в процессе эволюции испытывает отношение N/C. После ухода с ГП, когда звезда становится красным гигантом, отношение N/C в звездной атмосфере может возрасти более чем на порядок. Здесь мы будем рассматривать величину $[N/C] = \log(N/C) - \log(N/C)_{\odot}$, разницу между звездой

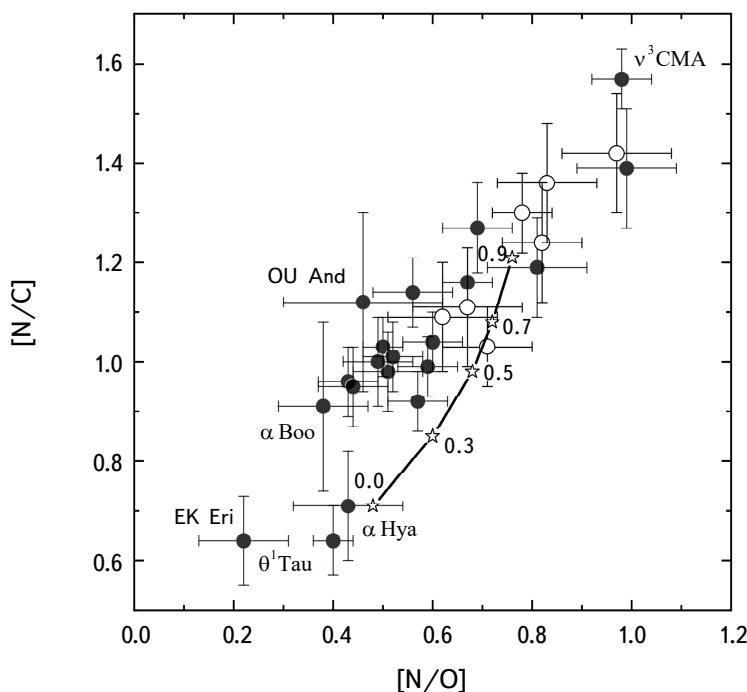


Рис.2. Корреляция между величинами $[N/C]$ и $[N/O]$ для 20 магнитных гигантов (заполненные кружки) и 7 немагнитных гигантов (незаполненные кружки). Сплошная ломаная линия представляет результаты расчетов [11] для модели вращающейся звезды с массой $2.5 M_{\odot}$ (фаза post-FDU). Вблизи узловых точек на этой линии указаны значения относительной начальной угловой скорости вращения.

и Солнцем, где для Солнца принято $\log(N/C)_{\odot} = -0.62$ [9].

Показательной, с эволюционной точки зрения, является зависимость между величинами $[N/C]$ и $[N/O]$, где величина $[N/O]$ определяется по формуле, аналогичной $[N/C]$. Согласно рис.2, взятом из [5], рассматриваемые гиганты показывают ярко выраженную корреляцию между $[N/C]$ и $[N/O]$. При этом значения $[N/C]$ варьируются от 0.6-0.7 (ЕК Eri, θ^1 Tau и α Hya) до 1.57 (v^3 CMa), т.е. увеличиваются примерно на 1 dex. Интересно сравнить эту зависимость на рис.2 для гигантов со сравнительно малыми массами ($M/M_{\odot} = 1.1 - 4.1$) с аналогичной зависимостью для более массивных AFG-сверхгигантов ($M/M_{\odot} = 4 - 20$). Согласно [10], большинство сверхгигантов показало значения $[N/C]$ между 0.4 и 1.6, что сравнимо с тем, что получено для гигантов на рис.2.

На рис.2 приведена также теоретическая зависимость между $[N/C]$ и $[N/O]$ (сплошная линия) согласно расчетам [11], выполненным для модели вращающейся звезды с массой $2.5 M_{\odot}$ (фаза post-FDU). Узловые точки от 0.0 до 0.9 на этой кривой соответствуют разным значениям Ω_0/Ω_{crit} , где Ω_0 - начальная угловая скорость вращения звезды и Ω_{crit} - критическая скорость вращения. Отметим, что вариации Ω_0/Ω_{crit} от 0 до 0.9 соответствуют вариациям экваториальной скорости вращения от 0 до 316 км/с. Отметим также, что теоретическая кривая для модели $2.5 M_{\odot}$ оказалась очень близкой к кривой для модели $3.0 M_{\odot}$, что говорит о слабой зависимости расчетов от принятой массы.

Из сравнения с теорией можно заключить, что наблюдаемая зависимость $[N/C]$ от $[N/O]$ отражает в основном зависимость этих двух величин от начальной скорости вращения звезд. Однако, как видно из рис.2, теория не может объяснить высокие значения $[N/C]$ от 1.2 до 1.6. Для объяснения этого явления приходится привлекать известную гипотезу дополнительного перемешивания ("extra mixing").

Важный вывод, который следует из рис.2, состоит в том, что зависимость $[N/C]$ от $[N/O]$ не показывает каких-либо заметных систематических различий между магнитными гигантами (заполненные кружки) и немагнитными гигантами (открытые кружки).

5. Зависимость величины $[N/C]$ от возраста и массы гигантов. Содержания элементов в группе CNO, а также отношения этих содержаний эволюционно взаимосвязаны, поэтому, чтобы получить дополнительную информацию, следует исследовать зависимость между величиной $[N/C]$ и другими, независимыми параметрами. Особый интерес представляет, например, зависимость между $[N/C]$ и такими фундаментальными параметрами как масса и возраст гигантов. В связи с этим можно отметить, например, что в [12] для

красных гигантов в открытых скоплениях была найдена линейная зависимость между средним значением $[N/C]$ в скоплении и средним возрастом t .

На рис.3 представлена найденная в [6] зависимость величины $[N/C]$ от возраста гигантов. Здесь основная масса магнитных гигантов, 15 из 20 звезд, образует компактную последовательность, которая аппроксимирована сплошной ломаной линией и демонстрирует уменьшение $[N/C]$ от 1.2 до 0.9 при увеличении $\log t$ от 8.2 до 9.8. Гигант α Boo (Арктур), имеющий самый большой возраст $\log t = 9.8$, и поэтому на рис.3 сильно смещенный вправо, тем не менее, хорошо ложится на указанную линию.

Шесть из семи немагнитных гигантов (исключая γ^1 Leo) образуют отдельную последовательность, она аппроксимирована штриховой прямой и лежит заметно выше последовательности, полученной для магнитных гигантов.

Особый случай представляет немагнитный гигант γ^1 Leo = γ Leo A = HD 89484, который на рис.3 почему-то оказался среди магнитных гигантов. Следует отметить, что в [3] магнитное поле у этой звезды найдено не было. Можно предположить, что в действительности это гигант со слабым остаточным магнитным полем $B_{max} \leq 0.2$ Гс, которое на ГП могло быть значительно сильнее.

Итак, на рис.3 мы выделяем две зависимости $[N/C]$ от $\log t$, а именно: 1) основная зависимость для магнитных гигантов (15 звезд) и 2) зависимость для немагнитных гигантов (6 звезд). Имеется очевидное систематическое разделение, т.е. сдвиг по величине $[N/C]$ между этими зависимостями. При

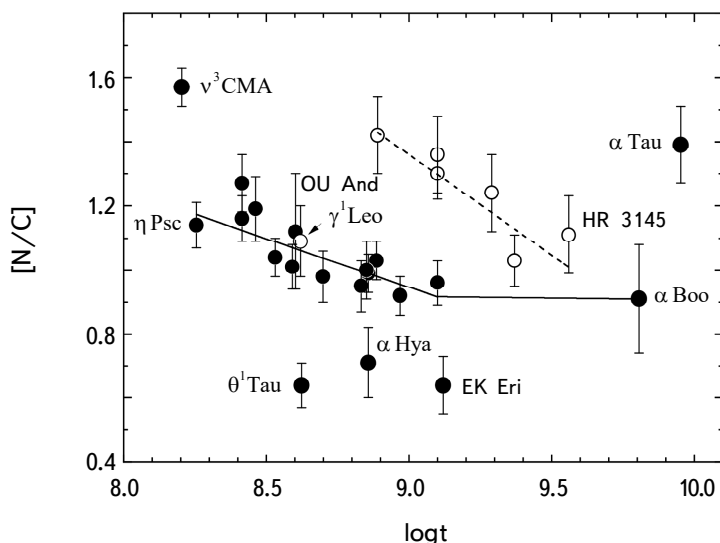


Рис.3. Зависимость величины $[N/C]$ от возраста гигантов. Сплошная ломаная линия представляет усредненную зависимость для 15 магнитных гигантов, штриховая линия - то же для 6 немагнитных гигантов.

этом разница между немагнитными и магнитными гигантами зависит от возраста: она составляет около 0.4 dex при $\log t \sim 9.0$ и всего лишь около 0.1 dex при $\log t \sim 9.5$.

Пять звезд на рис.3 выпадают из общей зависимости для магнитных гигантов. В частности, три гиганта, θ^1 Tau, α Hya и EK Eri, показали здесь особенно низкие значения $[N/C] \approx 0.6 - 0.7$. Их можно объяснить тем, что эти звезды имели нулевую начальную скорость вращения (см. ниже).

Напротив, магнитные гиганты ν^3 CMA и α Tau показали очень высокие значения $[N/C] = 1.4 - 1.6$. Примечательно, что в списке рассмотренных гигантов эти звезды демонстрируют экстремальные значения массы M и возраста t . Действительно, звезда ν^3 CMA является самой молодой и самой массивной в нашем списке, а звезда α Tau (Альдебаран), напротив, самой старой и почти самой маломассивной (напомним также, что α Tau имеет планету).

На рис.4, взятом из [6], представлена зависимость величины $[N/C]$ от массы M . Здесь, как и на рис.3, наиболее заметна последовательность для магнитных гигантов; она аппроксимирована сплошной кривой (15 звезд, включая α Boo, Арктур). Здесь приведены также результаты теоретических расчетов [11] для моделей вращающихся звезд с массами $2.5, 3.0$ и $4.0 M_\odot$ (толстые ломаные линии). Как и на рис.2, расчеты зависят от начальной относительной угловой скорости вращения Ω_0/Ω_{crit} , где Ω_0 - начальная скорость вращения, Ω_{crit} - критическая скорость. Видно, что основная

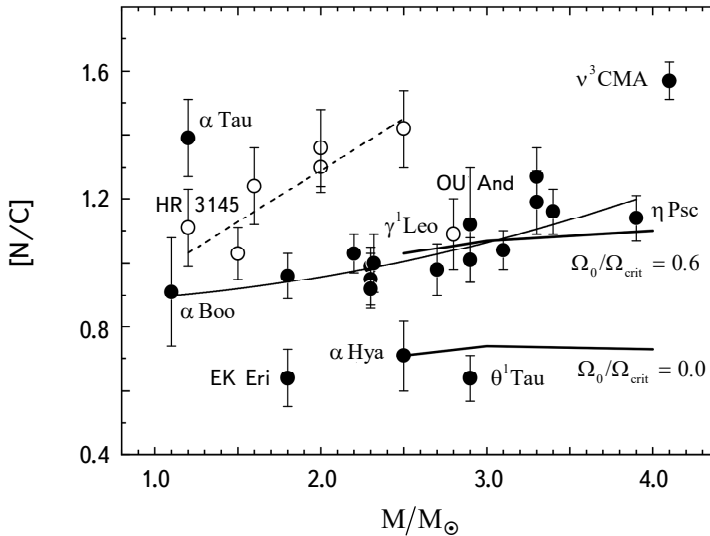


Рис.4. Зависимость величины $[N/C]$ от массы гигантов. Сплошная кривая представляет усредненную зависимость для 15 магнитных гигантов, штриховая линия - то же для 6 немагнитных гигантов. Толстыми ломаными линиями показаны результаты теоретических расчетов [11] для моделей вращающихся звезд при двух значениях начальной относительной скорости вращения (0.0 и 0.6).

последовательность для магнитных гигантов хорошо соответствует модельным расчетам при $\Omega_0/\Omega_{crit} = 0.6$.

Как видно из рис.4, основная последовательность для немагнитных гигантов (штриховая линия), как и на рис.3, лежит систематически выше, чем для магнитных гигантов.

Как и на рис.3, звезда γ^1 Leo, включенная нами в группу немагнитных гигантов, на рис.4 заняла уверенное положение среди магнитных звезд. Вновь предполагаем, что в действительности это магнитная звезда со слабым остаточным полем (которое на стадии ГП могло быть значительно сильнее).

Положения трех магнитных гигантов, θ^1 Tau, α Hya и EK Eri, с наиболее низкими значениями $[N/C] = 0.6 - 0.7$ хорошо соответствуют теоретическим расчетам при нулевой скорости $\Omega_0/\Omega_{crit} = 0.0$.

Исключительное положение на рис.4, как и на рис.3, занимают магнитные гиганты ν^3 CMa и α Tau с высокими значениями $[N/C] = 1.4 - 1.6$, которые можно объяснить лишь с привлечением гипотезы дополнительного неконвективного перемешивания ("extra mixing").

Итак, величина $[N/C]$, этот чувствительный индикатор эволюции звезд, рассмотренная как функция возраста и массы, показывает систематические различия между магнитными и немагнитными гигантами. Возможные причины такого различия обсуждаются ниже.

6. *Суммарное содержание C+N+O.* При рассмотрении CNO-элементов специального внимания заслуживает суммарное содержание C+N+O. Имеются данные, как теоретические, так и наблюдательные, указывающие на то, что сумма C+N+O в звезде в процессе ее эволюции остается постоянной (см., например, [13-15]). Другими словами, сумма C+N+O в звезде не меняется с момента ее формирования, и эта величина характеризует химический состав той межзвездной среды, из которой образовалась звезда.

В [5] для рассматриваемых красных гигантов была найдена отчетливая корреляция между суммарным содержанием C+N+O и индексом металличности $[Fe/H]$. Это видно из рис.5, взятом из [5]. Здесь представлены две следующие величины в зависимости от $[Fe/H]$: а) содержание $\log \epsilon(C+N+O)$ в обычной шкале и б) величина $[(C+N+O)/Fe]$, где, как принято, $[El/Fe] = \log(El/Fe) - \log(El/Fe)_\odot$. Две горизонтальные линии на рис.5а соответствуют двум различным солнечным содержаниям $\log \epsilon(C+N+O)$, вычисленным для двух моделей солнечной атмосферы, конкретно 8.94 для 3D-модели (сплошная линия) и 9.02 для 1D-модели (штриховая линия) (основано на данных [9]). Аналогичные прямые, соответствующие Солнцу, проведены и на рис.5б.

На рис.5а, б отчетливо виден тренд суммарного содержания C+N+O с $[Fe/H]$. Здесь значения $[Fe/H]$ варьируются от -0.49 до +0.26, при этом

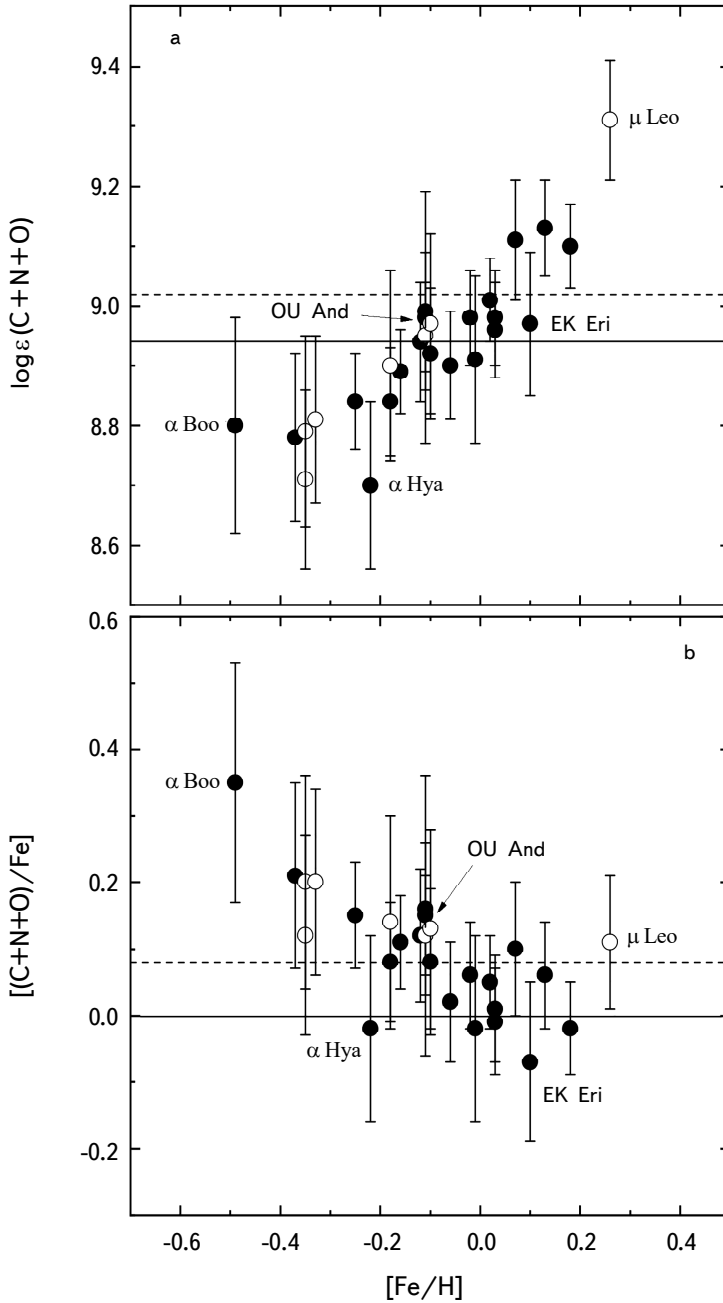


Рис.5. Суммарное содержание C+N+O, конкретно величины (a) $\log \varepsilon(C+N+O)$ и (b) $[(C+N+O)/Fe]$ как функции индекса металличности $[Fe/H]$ для 20 магнитных и 7 немагнитных гигантов (заполненные и открытые кружки, соответственно). Две горизонтальные прямые соответствуют двум разным содержаниям C+N+O для Солнца, полученным для двух моделей солнечной атмосферы: 9.02 для 1D-модели - штриховая линия и 8.94 для 3D-модели - сплошная линия (данные [9]).

величина $\log \varepsilon(\text{C} + \text{N} + \text{O})$ возрастает примерно от 8.8 до 9.3 (рис.5а), а величина $[(\text{C} + \text{N} + \text{O})/\text{Fe}]$, напротив, уменьшается от 0.3 до -0.1 (рис.5б).

В [7] было показано, что изображенная на рис.5а, б зависимость от $[\text{Fe}/\text{H}]$ является частью более ярко выраженной зависимости на протяженном интервале $[\text{Fe}/\text{H}]$ от -2.5 до +0.3. В частности, согласно [7], величина $\log \varepsilon(\text{C} + \text{N} + \text{O})$ меняется на этом интервале от 7.0 до 9.2, т.е. увеличивается на 2.2 dex (а не на 0.5 dex, как на рис.5а).

На рис.6, взятом из [7], представлена зависимость $[(\text{C} + \text{N} + \text{O})/\text{Fe}]$ от $[\text{Fe}/\text{H}]$. Видим, что, в отличие от рис.5, где величина $\log \varepsilon(\text{C} + \text{N} + \text{O})$ в диапазоне $[\text{Fe}/\text{H}]$ от -2.5 до +0.3 меняется более чем на два порядка, величина $[(\text{C} + \text{N} + \text{O})/\text{Fe}]$ на том же интервале $[\text{Fe}/\text{H}]$ меняется только на 0.7 dex (это можно оценить по сплошной прямой линии, проведенной на рис.6 методом наименьших квадратов).

Среди CNO-элементов в сумму C+N+O наибольший вклад вносит кислород, так как он является самым обильным элементом в этой группе. Это видно на примере Солнца, для которого содержания C, N и O составляют $\log \varepsilon(\text{C}) = 8.47$, $\log \varepsilon(\text{N}) = 7.85$ и $\log \varepsilon(\text{O}) = 8.71$ [9]. В этой связи следует

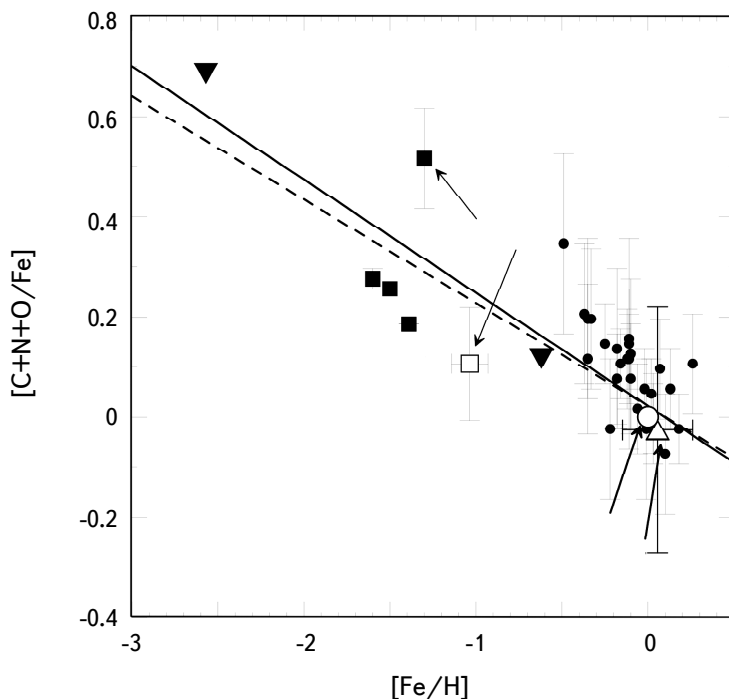


Рис.6. Зависимость величины $[(\text{C} + \text{N} + \text{O})/\text{Fe}]$ от индекса металличности $[\text{Fe}/\text{H}]$ в интервале $[\text{Fe}/\text{H}]$ от -2.5 до +0.3. Сплошная прямая проведена методом наименьших квадратов. Штриховая прямая представляет линию, полученную в [6] для кислорода.

отметить, что давно известна антикорреляция, которая существует между величинами $[O/Fe]$ и $[Fe/H]$ (см., например, [16] и ссылки в ней, а также обзор [17]). Зависимость между $[O/Fe]$ и $[Fe/H]$ представлена на рис.6 штриховой прямой, найденной в [7] методом наименьших квадратов. Видно, что эта штриховая линия, представляющая кислород, очень близка к сплошной прямой, представляющей сумму $C+N+O$, но лежит слегка ниже ее. Тем самым мы подтвердили, что кислород действительно вносит доминирующий вклад в сумму $C+N+O$.

Как отмечалось выше, зависимость, изображенная на рис.6, отражает химический состав межзвездной среды, из которой сформировалась звезда, так что ее объяснение следует искать в современных моделях химической эволюции Галактики.

7. Тяжелые элементы. Некоторые из магнитных красных гигантов, когда они находились на стадии ГП, могли быть магнитными Ар-звездами. По крайней мере, два из рассматриваемых двадцати магнитных гигантов, звезды EK Eri и OU And с самыми сильными магнитными полями, согласно [3], являются вероятными потомками магнитных Ар-звезд.

Характерной особенностью магнитных Ар-звезд являются аномалии химического состава. Избытки химических элементов у них в среднем растут с ростом атомного номера Z , так что для редкоземельных элементов, La, Ce, Pr и др., они могут составлять 4 dex, а для наиболее тяжелых элементов, таких как Pt, Au, Hg, вплоть до U ($Z=92$), они достигают 5-6 dex (см., например, [18] и обзор [19]).

Одиннадцать элементов тяжелее железа от Cu ($Z=29$) до Hf ($Z=72$) были проанализированы для магнитных гигантов в [5]. Из них семь элементов относятся к редким землям (Rare Earths, далее RE). Никаких избытков тяжелых элементов у этих звезд обнаружено не было, даже у упомянутых выше гигантов EK Eri и OU And [4]. Согласно [5], этот результат объясняется тем, что эти гиганты прошли глубокое перемешивание в фазе FDU, которое привело к исчезновению химических аномалий, имевших место на ГП.

На рис.7 представлена полученная в [5] антикорреляция между величиной $[RE/Fe]$, средним содержанием RE-элементов (относительно Fe) и индексом металличности $[Fe/H]$. Виден отчетливый тренд $[RE/Fe]$ с ростом $[Fe/H]$, при этом величина $[RE/Fe]$ падает почти на 0.4 dex при увеличении $[Fe/H]$ от -0.35 до +0.26 dex. Эта зависимость отражает различия в начальном химическом составе гигантов, и ее объяснение, как и в случае суммы $C+N+O$, следует искать в современных моделях химической эволюции Галактики.

Из общего тренда на рис.7 явно выпадает Арктур (α Boo), звезда с самой низкой металличностью $[Fe/H] = -0.49$ среди 20 рассмотренных магнитных

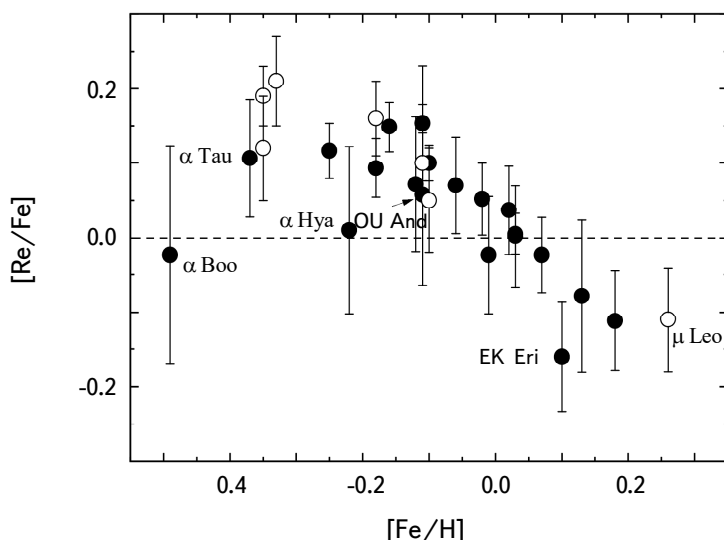


Рис.7. Средняя величина $[Re/Fe]$ для шести RE-элементов (La, Pr, Nd, Sm, Eu и Gd) как функция индекса металличности $[Fe/H]$ для 20 магнитных и 7 немагнитных гигантов (заполненные и открытые кружки, соответственно).

гигантов. При этом среднеквадратичная ошибка в значении $[RE/Fe]$ для этой звезды особенно велика. Она обусловлена реальными различиями в относительных содержаниях между отдельными RE-элементами. Особенно велика разница между европием, элементом r -процесса, и лантаном, элементом s -процесса. Имеется в виду разница между величинами $[Eu/Fe]$ и $[La/Fe]$, она составляет около 0.4 dex . Арктур, как видно из рис.1, отличается также малой массой ($1.1 M_{\odot}$) и большим возрастом (6.4 млрд лет). Возможно, эволюция этого гиганта имела какие-то особенности.

8. Обсуждение. Поиск различий в химическом составе магнитных и немагнитных красных гигантов привел к двум важным результатам. Они касаются содержания лития и величины $[N/C]$, этих двух чувствительных индикаторов эволюции звезд.

Во-первых, как оказалось, литий присутствует у большинства (у 80%) магнитных гигантов, в то время как практически у всех немагнитных гигантов он отсутствует. Во-вторых, величина $[N/C]$, рассмотренная как функция возраста и массы, показывает систематические различия между магнитными немагнитными гигантами. Рассмотрим возможные объяснения двух упомянутых различий между двумя типами гигантов.

В [6] высказано предположение, что магнитное поле может подавлять процесс перемешивания в фазе FDU у магнитных гигантов, что и приводит

к меньшим значениям величины $[N/C]$ у них, чем у гигантов без магнитного поля. Данная гипотеза могла бы также объяснить, почему литий у магнитных гигантов в фазе FDU выгорает лишь частично и почему у них сохраняются остатки магнитного поля.

Из этой гипотезы должно было бы следовать, что сохранились какие-то остаточные избытки тяжелых элементов. Однако, как отмечено выше, таких избытков у этих звезд не обнаружено. Наиболее яркий пример - гиганты EK Eri и OU And, у которых обнаружено наиболее сильное магнитное поле и значительное содержание лития, но совсем нет избытков тяжелых элементов. Таким образом, данные по тяжелым элементам как будто не соответствуют рассматриваемой гипотезе.

Существует альтернативная гипотеза, касающаяся присутствия лития и наличия магнитного поля у гигантов, прошедших конвективное перемешивание в фазе FDU. Имеется в виду гипотетический захват звездой (уже после фазы FDU) планеты-гиганта с массой в несколько масс Юпитера. Такая гипотеза в последние годы обсуждается достаточно активно; это объясняется тем, что быстро растущее число вновь открытых экзопланет подтверждает, что существование планетных систем около холодных гигантов - достаточно распространенное явление.

Расчеты [20] показали, что в результате падения на красный гигант планеты с массой до $15 M_J$, где M_J - масса Юпитера, содержание лития на поверхности звезды может повыситься до величины $\log \epsilon(\text{Li}) \approx 2.2$. Следовательно, значения $\log \epsilon(\text{Li}) \approx 0.6 - 1.5$, наблюдаемые у магнитных гигантов, вполне объяснимы в рамках этой гипотезы. Важно, что захват планеты, кроме увеличения содержания лития, приводит к значительному повышению скорости вращения красного гиганта. Согласно [21], следствием этого является запуск динамо-механизма и возникновение магнитного поля. Напомним, что планеты были обнаружены у 3 из 20 магнитных гигантов (β Gem, α Tau и ϵ Tau).

В рамках этой гипотезы возможен такой сценарий происхождения магнитных и немагнитных красных гигантов: те гиганты, на которые произошло падение планеты, показывают присутствие лития и магнитного поля. И, напротив, у тех гигантов, где падения планеты не было, нет ни лития, ни магнитного поля.

Может ли захват планеты, наряду с повышением содержания лития у магнитных гигантов, объяснить результат, касающийся понижения величины $[N/C]$ у таких звезд? Чтобы точно ответить на этот вопрос, конечно, нужны соответствующие расчеты (как для лития). Однако, исходя из общих соображений, предварительно можно положительно ответить на этот вопрос. Действительно, падение на звезду гигантской планеты с нормальной (то есть

близкой к нулю) величиной $[N/C]$ может привести к уменьшению повышенного значения $[N/C]$ в атмосфере звезды.

Таким образом, в настоящее время можно предложить две гипотезы, объясняющие различия в содержаниях легких элементов Li, C и N между магнитными и немагнитными гигантами.

Примечательно, что в отличие от индивидуальных содержаний CNO-элементов (особенно содержаний C и N), которые подвержены сильным эволюционным изменениям, суммарное содержание C+N+O в течение эволюции звезды, по-видимому, не меняется. Сумма C+N+O показывает ярко выраженную зависимость от индекса металличности $[Fe/H]$ не только для рассмотренных гигантов (рис.5), но и для гигантов в гораздо более широкой области $[Fe/H]$ (рис.6). Согласно [7], суммарное содержание C+N+O следует включить в число параметров, характеризующих химическую эволюцию Галактики.

9. Заключение. Основываясь на серии работ, выполненных недавно в Крымской астрофизической обсерватории, рассмотрены данные о химическом составе 20 G- и K-гигантов с магнитными полями в сравнении с химическим составом 7 немагнитных гигантов. Во всех этих работах использована единая методика анализа содержаний химических элементов.

Наибольший интерес представляют впервые обнаруженные различия в химическом составе магнитных и немагнитных гигантов. Они касаются содержания лития и величины $[N/C]$, этих двух особо чувствительных индикаторов эволюции звезд. Литий, как оказалось, присутствует у большинства (у 80%) магнитных гигантов, в то время как он отсутствует практически у всех немагнитных гигантов. Величина $[N/C]$, рассмотренная как функция возраста и массы, показывает систематические различия между магнитными и немагнитными гигантами.

Для объяснения этих двух явлений можно предложить две гипотезы. Первая состоит в том, что у магнитных гигантов магнитное поле подавляет перемешивание в фазе FDU. За счет неполного перемешивания частично сохраняется литий в атмосфере гиганта и наблюдается остаточное магнитное поле, которое на стадии ГП могло быть сильным. Вторая гипотеза основана на предположении, что на гигант (уже после фазы FDU) падает планета с массой в несколько масс Юпитера, что приводит к появлению лития в его атмосфере и, возможно, к возникновению магнитного поля.

Обе гипотезы сталкиваются с определенными трудностями. Первая из них не может объяснить, почему при неполном перемешивании в фазе FDU за счет магнитного поля не наблюдаются остаточные избытки тяжелых элементов. Что касается второй гипотезы, то нужны дополнительные расчеты,

чтобы выяснить, приводит ли падение планеты на звезду к уменьшению величины $[N/C]$ в ее атмосфере.

Представляет интерес также результат, касающийся суммарного содержания $C+N+O$ в гигантах. Эта величина, которая, по-видимому, не меняется в течение эволюции звезды, показывает явную зависимость от $[Fe/H]$ и может рассматриваться как параметр, характеризующий химическую эволюцию Галактики.

Крымская астрофизическая обсерватория, e-mail: lyub@craocrimea.ru

CHEMICAL COMPOSITION OF RED GIANTS WITH MAGNETIC FIELDS: A REVIEW OF LAST RESULTS

L.S.LYUBIMKOV

On the base of the series of works implemented recently in the Crimean astrophysical observatory the data are considered on the chemical composition of 20 G- and K-type giants with magnetic fields in comparison with the chemical composition of 7 non-magnetic giants. Substantial differences are found in the lithium abundance and in the $[N/C]$ value between magnetic and non-magnetic giants: both these parameters are known to be sensitive indicators of star's evolution. It was shown that lithium is absent in almost all non-magnetic giants, that is in full accordance with the theory predictions concerning the evolution of giants, which passed through the deep convective mixing during the FDU phase. Conversely, for most magnetic giants lithium is present in an atmosphere. Further, the $[N/C]$ value, when considered as a function of the age and the mass, shows systematic differences between magnetic and non-magnetic giants. Possible explanations are discussed of differences found for chemical composition of the two types of giants. It was shown that the total $C+N+O$ abundance, which remains probably constant during the star's evolution, demonstrates a clear dependence on the metallicity index $[Fe/H]$, and not only for the giants in question but also in the expanded region $[Fe/H]$ from -2.5 to +0.3.

Keywords: *red giants; magnetic field; chemical composition*

ЛИТЕРАТУРА

1. *L.S.Lyubimkov, S.A.Korotin, D.V.Petrov et al.*, *Astron. Nachr.*, **342**, 497, 2021.
2. *Л.С.Любимков, Л.Б.Поклад, С.А.Коротин*, *Астрофизика*, **65**, 515, 2022, (*Astrophysics*, **65**, 494, 2022).
3. *M.Auriure, R.Konstantinova-Antova, C.Charbonnel et al.*, *Astron. Astrophys.*, **574**, A90, 2015.
4. *Л.С.Любимков, С.А.Коротин, Д.В.Петров et al.*, *Астрофизика*, **65**, 63, 2022, (*Astrophysics*, **65**, 53, 2022).
5. *L.S.Lyubimkov, S.A.Korotin, D.V.Petrov et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **528**, 304, 2024.
6. *Л.С.Любимков, Д.Б.Поклад*, *Астрон. ж.*, **101**, 60, 2024, (*Astron. Rep.*, **68**, 925, 2024).
7. *Л.С.Любимков, Д.В.Петров*, *Астрофизика*, **68**, 37, 2025, (*Astrophysics*, **68**, 37, 2025).
8. *J.Choi, A.Dotter, C.Conroy et al.*, *Astrophys. J.*, **823**, 102, 2016.
9. *K.Lodders*, *Space Sci. Rev.*, **217**, 44, 2021.
10. *L.S.Lyubimkov, S.A.Korotin, D.L.Lambert*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **489**, 1533, 2019.
11. *C.Georgy et al.*, *Astron. Astrophys.*, **553**, A24, 2013.
12. *G.Casali, L.Magrini, E.Tognelli et al.*, *Astron. Astrophys.*, **629**, A62, 2019.
13. *R.E.Luck, D.L.Lambert*, *Astrophys. J.*, **298**, 782, 1985.
14. *J.G.Cohen, J.Meléndez*, *Astron. J.*, **129**, 303, 2005.
15. *D.Yong, F.Grundahl, J.E.Norris*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **446**, 3319, 2015.
16. *Т.В.Мишенина*, "Галактика, ее строение и обогащение химическими элементами", Одесса, Астропринт, 2017, ("Galaxy, its structure and enrichment with chemical elements", Odessa, Astroprint, 2017).
17. *F.Matteucci*, *Astron. Astrophys. Rev.*, **29**, 5, 2021.
18. *Л.С.Любимков*, "Химический состав звезд: метод и результаты анализа". Одесса, Астропринт, 1995. ("Chemical composition of stars: method and results of analysis". Odessa, Astroprint, 1995).
19. *Л.С.Любимков*, *Изв. Крымской Астрофиз. Obs.*, **110**, 16, 2014, (*Bull. Crim. Astrophys. Obs.*, **110**, 9, 2014).
20. *C.Aguilera-Gómez, J.Chanamé, M.H.Pinsonneault et al.*, *Astrophys. J.*, **829**, id. 127, 2016.
21. *G.Privitera, P.Eggenberger, C.Georgy et al.*, *Astron. Astrophys.*, **593**, L15, 2016.

ПОТЕРЯ МАССЫ АТМОСФЕРЫ ПЛАНЕТЫ WASP-195 b

И.С.САВАНОВ¹, Е.С.ДМИТРИЕНКО²

Поступила 4 мая 2025

Принята к печати 10 сентября 2025

Представлены результаты оценки величины потери вещества атмосферы планеты WASP-195 b. Звезда WASP-195 спектрального класса F обладает планетой, которая при массе всего 0.104 массы Юпитера имеет сопоставимый с ним радиус. Планета имеет низкую плотность $\rho = 0.16 \pm 0.06 \text{ г/см}^3$. Для оценки величины оттока вещества из атмосферы планеты были использованы два подхода - аппроксимационная формула, соответствующая модели потери атмосферы с ограничением по энергии и метод, основанный на использовании интерполяции результатов для сетки гидродинамических моделей верхних атмосфер. Величины потока XUV -фотонов от звезды были установлены по аналитической зависимости, связывающей F_{XUV} и параметр $\log R'_{HK}$. Проведено сопоставление полученных оценок величины оттока вещества $\dot{M}$ из атмосферы планеты в зависимости от вариаций параметра $\log R'_{HK}$ для моделей потери атмосферы с ограничением по энергии и гидродинамической аппроксимации. Расчеты показали, что потеря вещества атмосферы экзопланеты достаточно велика (даже в случае малой хромосферной активности звезды). Максимальная величина параметра $\dot{M}$ может составлять $7.3 \cdot 10^{11} \text{ г/с}$ (модель гидродинамической аппроксимации, высокая активность звезды).

Ключевые слова: *звезды: активность: планетные системы: атмосферы экзопланет*

1. Введение. Газовые планеты - гиганты, обращающиеся около ярких близлежащих звезд, являются важными объектами для понимания механизмов формирования планетных систем и их эволюции. Авторы [1] представили результаты исследования 9 транзитных планет, вращающихся вокруг звезд FGK, которые первоначально были идентифицированы в качестве кандидатов в ходе анализа данных наблюдений обзора WASP (Wide Angle Search for Planets) и для которых были проведены измерения лучевых скоростей и последующие оценки масс. Кроме того, авторами [1] для совместного комплексного анализа свойств экзопланет были использованы фотометрические данные, полученные космической миссией TESS, а также наземные фотометрические и спектроскопические измерения. Среди 9 объектов наше внимание привлекла система WASP-195, планета которой по оценкам [1] характеризуется низкой плотностью (менее 0.2 г/см^3). Ранее в [2] нами уже было выполнено изучение открытой в [3] планеты типа суб-нептун WASP-193 b, обращающейся вокруг F9 V звезды и имеющей массу $M = 0.139 M_{Jup}$

и радиус $R = 1.464 R_{Jup}$, которая также имеет чрезвычайно низкую плотность ($\rho = 0.059 \pm 0.014 \text{ г/см}^3$).

В настоящей работе представлены результаты оценки потери вещества атмосферы планеты WASP-195 b.

2. Звезда планетной системы WASP-195. Звезда WASP-195 известна как TYC 3502-393-1, 2MASS J16301192+4953446, TIC 232567319, TOI-4056, Gaia DR3 1411707818360668416. Данный объект малоизучен, это тот редкий случай, когда в базе данных Simbad содержится лишь одна ссылка на литературный источник, в котором бы приводились сведения о звезде (кроме каталогов GAIA, TESS и публикации [1]). Ниже приводятся сведения о свойствах звезды согласно данным, указанным в табл.5 работы [1].

Согласно [1], эффективная температура звезды равна $6300 \pm 125 \text{ К}$, ускорение силы тяжести $\log g = 4.14 \pm 0.25$, радиус $R/R_{\odot} = 1.578 \pm 0.066$ и масса $M/M_{\odot} = 1.30 \pm 0.08$. Возраст звезды по оценке [1] составляет 0.6 ± 0.2 млрд лет, т.е. звезда является достаточно молодой (вероятно она еще не утратила свою активность).

В архиве TESS для WASP-195 доступны данные четырех сетов наблюдений - 50, 52, 78 и 79. Наша обработка этих измерений была аналогична проводимой ранее для других объектов из архивов космического телескопа Кеплер и миссии TESS (см., например, [4,5]). К сожалению, данные наблюдений не дали возможности для установления периодической модуляции блеска объекта и величины периода вращения звезды.

Таким образом, следует признать, что пока WASP-195 остается малоизученной звездой и мы не располагаем данными о периоде ее вращения, уровне и циклах активности.

3. Потеря вещества атмосферы WASP-193 b. Как указывалось выше, WASP-195 b является планетой типа газовый гигант с массой порядка $0.104 \pm 0.030 M_{Jup}$ и большой полуосью орбиты $0.063 \pm 0.003 \text{ а.е.}$. Экзопланета такого типа с течением времени может терять свою гелиево-водородную атмосферу. По оценке в [1] найдено, что планета имеет радиус $R = 0.92 \pm 0.05 R_{Jup}$, что приводит к низкой плотности планеты $\rho = 0.16 \pm 0.06 \text{ г/см}^3$ (см. табл.6 в [1]). Эта величина низкой плотности сделала к настоящему времени WASP-195 b третьей по счету среди уникальных планет такого типа. Другие подобные объекты - Kepler 51 d ($\rho = 0.04 \pm 0.01 \text{ г/см}^3$) и WASP-193 b ($\rho = 0.059 \pm 0.014 \text{ г/см}^3$). Классические модели эволюции облучаемых планет-гигантов не способны воспроизвести радиус WASP-195 b. Планета может быть причислена к подгруппе аномально раздутых, сильно облучаемых газовых гигантов. Падающее на экзопланету WASP-195 b излучение (Sp) в 890 ± 127 раз больше, чем аналогичная величина для Земли (см. табл.6 в [1]). Для

объяснения большой величины радиуса экзопланеты (установленного по наблюдениям) часто рассматриваются процессы, которые или задерживают охлаждение (и сжатие) планеты, или связаны с выделением тепла в недрах планеты и последующей потерей массы атмосферы (см., например, обсуждение в [1,3,13]).

Низкая масса WASP-195 b и высокий уровень излучения центральной звезды также могут приводить к тому, что планета теряет свою массу, причем увеличенный наблюдаемый радиус может быть связан с испарением материи и его оттоком от планеты. Как и в случае WASP-193 b, для WASP-195 b еще нет наблюдательных указаний на потерю вещества атмосферы. Для того чтобы оценить, является ли эта потеря у WASP-195 b значительной, можно провести теоретическое моделирование потери массы в случае сильно облучаемых планет.

Принимая во внимание все имеющиеся сведения о планете из [1], мы выполнили приближенную оценку оттока вещества атмосферы WASP-195 b. Первоначально для подсчета такой потери без детального моделирования системы в нашем исследовании использовалась аппроксимационная формула (см., например, [6,7]), называемая в литературе, как модель потери атмосферы с ограничением по энергии (модель с ОЭ). В этой модели предполагается, что поток жесткого УФ-излучения поглощается в тонком слое радиуса R_{XUV} , где оптическая толщина для звездных XUV-фотонов равна единице, и включен учет приливного эффекта:

$$\frac{dM_p}{dt} \approx \frac{\varepsilon_{XUV} \pi F_{XUV} R_p R_{XUV}^2}{GM_p K_{tide}(\xi)}, \quad (1)$$

где ε_{XUV} - параметр эффективности нагрева ($\varepsilon_{XUV} = 0.2 \pm 0.1$ для мининептунов и супер-земель); G - гравитационная постоянная; F_{XUV} - поток XUV-фотонов; R_p - радиус планеты; M_p - масса планеты; R_{XUV} - радиус поглощения XUV-фотонов; $K_{tide}(\xi)$ - приливный параметр. Подробности использования соотношения (1) можно найти во многих литературных источниках, в том числе в [6-9].

Основные данные о планете WASP-195 b были взяты из [1]. Кроме того, для вычислений по формуле (1) требуются оценки величины F_{XUV} (потока XUV-фотонов). Для этой цели нами в предыдущих исследованиях, как правило, были использованы аналитические зависимости, полученные в [10] и связывающие величину F_{XUV} потока и параметр $\log R'_{HK}$ для звезд спектральных классов от F до M.

Поскольку в литературе отсутствуют данные о величине $\log R'_{HK}$ для WASP-195, мы использовали результаты [11] о распределении величин этого

параметра для звезд спектрального класса F. Согласно [10], это распределение скорее всего имеет два пика (расщепление одного из пиков может быть следствием бинирования данных) с максимумами для величин порядка -4.83 dex у малоактивных звезд и -4.58 dex - у активных.

Не исключено, что рассматриваемая звезда вследствие своего возраста (по оценкам из [1]) обладает величиной параметра $\log R'_{HK}$, характерной для активных звезд. Тем не менее, с учетом вышесказанного, мы выполнили расчеты для двух значений этого параметра по данным обзора [11].

Расчеты по соотношению (1) показали, что потеря вещества атмосферы экзопланеты $\dot{M}$ достаточно велика (даже в случае ее малой хромосферной активности). Диапазон изменений параметра $\dot{M}$ составляет от $9.3 \cdot 10^{10}$ г/с (малоактивный вариант) до $2.8 \cdot 10^{11}$ г/с (высокая активность). В любом случае, следует заключить, что планета интенсивно теряет свою атмосферу. Максимальное значение $\dot{M}$ может достигаться в случае высокой хромосферной активности звезды.

Величина потока XUV -фотонов равна $7.1 \cdot 10^{28}$ эрг/с и $2.1 \cdot 10^{29}$ эрг/с (для двух перечисленных выше случаев, соответственно), а величина приливного параметра $K_{tide}(\xi)$ - 0.65. Сравнительно большая величина потери вещества атмосферы планеты, прежде всего, вероятно, связана со значительным потоком УФ излучения от звезды с эффективной температурой $T_{эфф} = 6300$ К и с тем, что большая полуось орбиты составляет всего 0.063 а.е. Отметим, что использование аппроксимационной формулы, соответствующей модели потери атмосферы с ограничением по энергии, в принципе, дает ответ на вопрос о порядке величины оттока вещества из атмосферы планеты, однако данное приближение может в ряде случаев существенно недооценивать величину темпа потери массы, обсуждение данных вопросов содержится, например, в [7].

Существенный прогресс был достигнут в случае применения подхода (см. [12]), основанного на использовании сетки гидродинамических моделей верхних атмосфер и установлении темпа потери массы методом интерполяции между ячейками сетки. Авторы [12] представили сетку гидродинамических моделей верхних атмосфер, вычисленных для параметров планет в диапазоне 1-39 масс Земли, и описание возможности получения модельных выходных параметров.

Гидродинамическая аппроксимация (ГА) основана на сетке из 7000 одномерных гидродинамических моделей водородной верхней атмосферы для систем со следующими их свойствами: планета массой 1-39 масс Земли, радиусом 1-10 радиусов Земли, равновесной температурой 300-2000 К, родительская звезда массой 0.4-1.3 масс Солнца, радиусом орбиты 0.002 - 1.3 а.е. и светимостью в диапазоне XUV около $10^{26} - 5 \cdot 10^{30}$ эрг/с. Кроме того, существуют допол-

нительные ограничения (см., детали в [12]), например, по величине параметра убегания Джинса ($\Lambda < 80$).

Данная аппроксимация задается выражением:

$$\dot{M} = e^{\beta} F_{XUV}^{\alpha_1} d^{\alpha_2} R^{\alpha_3} \Lambda^{\zeta + \theta \ln d}, \quad (2)$$

где β , α_1 , α_2 , α_3 , ζ и θ - вычисленные в [12] коэффициенты, выбираемые в зависимости от режима истечения оболочки, d - радиус орбиты в астрономических единицах, R - радиус планеты в радиусах Земли, Λ - джинсовский параметр.

В табл.1 представлены результаты расчетов по моделям потери атмосферы с ограничением по энергии (модель с ОЭ) и гидродинамической аппроксимации (ГА) величин потери вещества атмосферы WASP-195 b при различных оценках параметра хромосферной активности $\log R'_{HK}$. Диапазоны изменений параметра $\dot{M}$ лежат в интервалах от $9.3 \cdot 10^{10}$ г/с до $2.8 \cdot 10^{11}$ г/с (модель с ОЭ, малая и высокая активность, соответственно) и от $2.4 \cdot 10^{11}$ г/с до $7.3 \cdot 10^{11}$ г/с (модель ГА, малая и высокая активность, соответственно).

Данные табл.1 позволяют проводить сопоставления полученных оценок $\dot{M}$ в зависимости от вариаций параметра $\log R'_{HK}$. В таблице также приводятся величины отношений $\dot{M}$ результатов расчетов по моделям с ОЭ и ГА и величины параметра Джинса Λ . Видно, что расчеты с моделью ОЭ приводят к заниженным оценкам параметра $\dot{M}$. Тем не менее, величина оценки отношения лежит в интервале значений, сопоставимых с полученными в [12] (см., например, рис.3).

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ПО МОДЕЛЯМ ПОТЕРИ АТМОСФЕРЫ

$\log R'_{HK}$	$\dot{M}$ модель с ОЭ г/с	$\dot{M}$ модель с ГА, г/с	Ratio	Λ
-4.83	$9.3 \cdot 10^{10}$	$2.4 \cdot 10^{11}$	0.38	31
-4.58	$2.8 \cdot 10^{11}$	$7.3 \cdot 10^{11}$	0.38	31

4. Заключение. В статье представлены результаты анализа проявлений активности звезды WASP-195 спектрального класса F с планетой, которая при массе всего 0.104 массы Юпитера имеет сопоставимый с ним радиус. Планета имеет низкую плотность $\rho = 0.16 \pm 0.06$ г/см³ (аналогичными ей объектами являются, например, WASP-193 b и Kepler 51 d). Равновесная температура атмосферы планеты высока - $T_{eq} = 1522 \pm 71$ K.

В данном исследовании для оценки величины оттока вещества из атмосферы планеты были рассмотрены два подхода - были применены аппроксимационная формула, соответствующая модели потери атмосферы с

ограничением по энергии, и метод, основанный на интерполяции результатов для сетки гидродинамических моделей верхних атмосфер. Для вычислений величины F_{XUV} (потока XUV -фотонов) были использованы аналитические зависимости, связывающие F_{XUV} и параметр $\log R'_{HK}$ для звезд спектральных классов F - M. В табл.1 приводятся данные, позволяющие сопоставить полученные оценки $\dot{M}$ в зависимости от вариаций параметра $\log R'_{HK}$ для моделей потери атмосферы с ограничением по энергии и гидродинамической аппроксимации. Расчеты показали, что потеря вещества атмосферы экзопланеты достаточно велика (даже в случае ее малой хромосферной активности). Максимальная величина параметра $\dot{M}$ может составлять $7.3 \cdot 10^{11}$ г/с (модель ГА, высокая активность звезды).

Согласно [1], WASP-195 является молодой звездой (0.75 ± 0.55 млрд лет), которая вероятно все еще охлаждается и сжимается после своего образования. Возможная продолжительность этого процесса может составлять порядка 1 млрд лет (см. в [1]). Наблюдения планетных систем, аналогичных WASP-195 и имеющих разный возраст, могли бы подтвердить связь между возрастом и инфляцией оболочки планеты, проявляющуюся в том, что более массивные планеты с малой массой, но радиусом порядка R_{Jup} , как правило, находятся вокруг молодых звезд, тогда как более плотные планеты обращаются вокруг старых звезд. Авторы [13] смоделировали две аналогичные раздутые субнептуновые планеты, вращающиеся вокруг молодой (≈ 0.5 млрд лет) звезды Кеплер-51 и обнаружили, что планеты, вероятно, еще сжимаются и теряют массу, при этом прогнозируемая конечная плотность приближается к величинам, которые в большей степени соответствуют популяции субнептуновых планет. Дальнейшее моделирование эволюции атмосферы WASP-195 b может предоставить доказательства подобной эволюции. В дополнение к сжатию, миграция также может играть определенную роль в раздувании атмосферы планеты. Предполагается, что если планеты типа Юпитера, сформировались за линией льда системы, то быстрое охлаждение оболочки могло позволить ядрам даже с малой массой сформировать большие H/He атмосферы. По мере того, как планеты мигрируют ближе к звезде, они подвергаются повышенному воздействию звездного излучения, что еще больше раздувает атмосферу. В будущем спектральные наблюдения WASP-195 b в сочетании с моделированием внутреннего строения планеты помогут определить ограничения на соотношение масс ядра и атмосферы, что позволит получить представление о возможных сценариях формирования планеты.

Следует заключить, что планета WASP-195 b, вероятно, интенсивно теряет свою атмосферу. Эту планету можно рассматривать в качестве высоко-приоритетного кандидата для наблюдений с помощью космического телескопа

JWST (метрика трансмиссионной спектроскопии TSM для объекта составляет около 150 [1]), а также она заслуживает в дальнейшем включения в научную программу космической обсерватории Спектр-УФ [14].

¹ Учреждение Российской академии наук Институт астрономии РАН, Москва, Россия, e-mail: igs231@mail.ru

² Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга, Москва, Россия, e-mail: issesd@rambler.ru

MASS LOSS OF THE PLANET WASP-195 b ATMOSPHERE

I.S.SAVANOV¹, E.S.DMITRIENKO²

The results of the estimations of mass loss from the atmosphere of the planet WASP-195 b are presented. The F type star WASP-195 has a planet with a mass of only 0.104 Jupiter masses, but with a radius comparable to R_{Jup} . The planet has a low density of $\rho = 0.16 \pm 0.06 \text{ g/cm}^3$. To estimate the amount of outflow of matter from the planet's atmosphere, two approaches were used - an approximation formula corresponding to an energy-limited atmospheric loss model and a method based on the use of interpolation of the results for a grid of hydrodynamic models of the upper atmospheres. The values of the flux of XUV photons from the star were determined by an analytical dependence linking F_{XUV} and the $\log R'_{HK}$ parameter. The obtained estimates of mass loss from the planet's atmosphere for models of atmospheric loss with energy limitation and hydrodynamic approximation are compared depending on variations of the $\log R'_{HK}$ parameter. Calculations have shown that the mass loss of the planet's atmosphere is quite large (even in the case of low stellar chromospheric activity). The maximum value of the parameter $\dot{M}$ can be $7.3 \cdot 10^{11} \text{ g/s}$ (hydrodynamic approximation model, high star activity).

Keywords: *stars: activity: spots: photometry: variability: planetary systems: exoplanet atmospheres*

ЛИТЕРАТУРА

1. *N.Schanche, G.Hebrard, K.G.Stassun et al.*, arXiv:2504.08091, 2025. doi:10.48550/arXiv.2504.08091.
2. *I.S.Savanov*, *Astrophysics*, **66**, 463, 2023. doi:10.1007/s10511-024-09803-8.
3. *K.Barkaoui, F.J.Pozuelos, C.Hellier et al.*, *Nature Astron.*, **8**, 909, 2024. doi:10.1038/s41550-024-02259-y.
4. *I.S.Savanov, E.S.Dmitrienko*, *Astron. Lett.*, **46**, 177, 2020.
5. *I.S.Savanov*, *Astrophys. Bull.*, **76**, 157, 2021. doi:10.1134/S1990341321020097.
6. *L.Fossati, N.V.Erkaev, H.Lammer et al.*, *Astron. Astrophys.*, **598**, A90, 2017.
7. *T.T.Koskinen, P.Lavvas, M.Huang et al.*, *Astrophys. J.*, **929**, 52, 2022.
8. *N.V.Erkaev, Yu.N.Kulikov, H.Lammer et al.*, *Astron. Astrophys.* **472**, 329, 2007.
9. *E.S.Kalinicheva, V.I.Shematovich, I.S.Savanov*, *Astron. Rep.*, **66**, 1319, 2022.
10. *A.G.Sreejith, L.Fossati, A.Youngblood et al.*, *Astron. Astrophys.*, **644**, A67, 2020.
11. *J. Gomes da Silva, N.C.Santos, V.Adibekyan et al.*, *Astron. Astrophys.*, **646**, A77, 2021.
12. *D.Kubyshkina, L.Fossati, N.V.Erkaev et al.*, *Astrophys. J.*, **866**, L18, 2018. doi:10.3847/2041-8213/aae586.
13. *J.E.Libby-Roberts, Z.K.Berta-Thompson, J.-M.Desert et al.*, *Astron. J.*, **159**, 57, 2020. doi:10.3847/1538-3881/ab5d36.
14. *B.Shustov, A.I.Gomez de Castro, M.Sachkov et al.*, *Astrophys. Space Sci.*, **363**, 62, 2018. doi:10.1007/s10509-018-3280-7.

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНОЙ О-ЗВЕЗДЫ HD149438

Ю.В.ГЛАГОЛЕВСКИЙ

Поступила 1 июля 2025

Принята к печати 10 сентября 2025

Исследованы особенности магнитного поля и других свойств звезды HD149438 (τ Sco). Показано, что эта звезда по всем признакам соответствует другим известным магнитным О-звездам. Одновременно все известные О-звезды имеют близкие свойства с SrCrEu+Si+He-w+He-г объектами, что позволяет предположить их одинаковое происхождение и эволюцию. Приводятся данные о том, что обсуждаемые в литературе гипотезы происхождения магнитных звезд из тесных двойных систем не поддерживаются наблюдениями.

Ключевые слова: *магнитное поле; магнитные звезды; происхождение; эволюция*

1. Введение. В данной работе мы пытаемся разобраться в некоторых сложных проблемах, связанных с интерпретацией свойств магнитной О- звезды HD149438 (τ Sco), а также с новой гипотезой объяснения происхождения и эволюции этой звезды, предложенной в работе [1] и основанной на предположении механизма слияния тесных двойных звезд (ТД). Аналогичные механизмы (ТД) предлагались и раньше, но с различиями в способах генерации магнитного поля и сценария эволюции. Можно указать, например, гипотезу Тутукова и Федоровой [2], в которой компоненты должны иметь мощные конвективные оболочки и заметное начальное магнитное поле. Сильное поле, затем, формируется в конвективной оболочке неизвестным механизмом. Далее будет показано, что маловероятны те условия, которые необходимы для формирования магнитной звезды из тесных двойных. Наш анализ основан на хорошо обоснованной реликтовой гипотезе происхождения магнитных звезд.

1.1. Результаты первичного исследования. Зеемановские измерения круговой поляризации массивной О-звезды HD149438 выполнены в основном с помощью спектрополяриметра ESPaDOnS, установленного на Канадо-Франко-Гавайском 3.5-м телескопе [3]. В этой работе измерен период медленного вращения звезды $P=41.033$ сут. В HD149438 авторы отмечают наличие сложной крупномасштабной структуры магнитного поля на поверхности, отличной от дипольной, но со значительной долей мелких деталей. Сделан вывод, что, если и существует дифференциальное вращение поверх-

ности, то оно исключительно слабое. Таким образом, такое поведение является признаком твердотельного вращения HD149438 - одно из главных свойств магнитных звезд. Эти данные нисколько не противоречат свойствам других магнитных O-Вр-Ар звезд.

Топология магнитного поля в работе [3] была получена из фотосферных магнитных карт путем изучения Зееман-Допплер - эффекта (по распределению интенсивности и круговой поляризации в спектральных линиях). Авторы делают заключение, что структура магнитного поля представляет собой деформированный тор из замкнутых магнитных петель, окружающих звезду, наклоненный примерно под углом 90° к оси вращения, с дополнительными, более слабыми сетями замкнутых силовых линий. Эта топология, как считают авторы, согласуется с рентгеновскими свойствами HD149938, а также дает естественное объяснение переменности ультрафиолетовых линий, образованных ветром. Хотя авторы не могут полностью исключить возможность того, что поле создается в результате процессов динамо экзотического типа, они все же предполагают, что магнитное поле, скорее всего, является реликтовым остатком на ранних стадиях звездообразования.

2. Наше исследование.

2.1. В работе [4] показано, что звезда HD149938 имеет настолько похожие свойства на (SrCrEu, Si⁺, Si, He-w, He-r)-объекты, что можно предполагать их одинаковое происхождение и эволюцию. В частности, на зависимости (рис.1) заметно систематическое уменьшение магнитного поля в сторону высоких температур (и в сторону больших R и M). Этому свойству существует

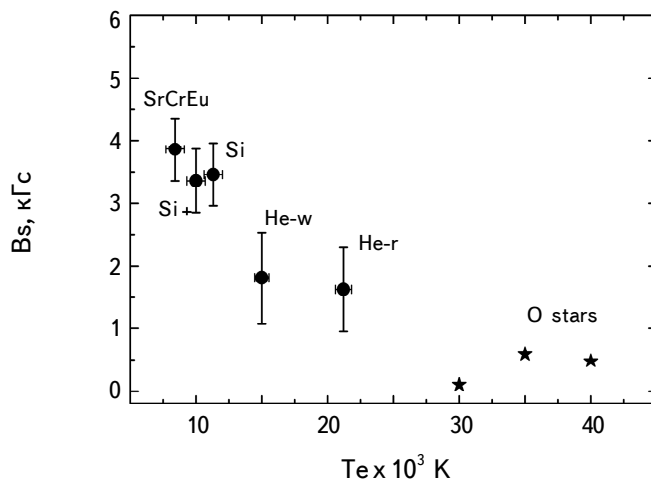


Рис.1. Средние величины среднего поверхностного магнитного поля B_s у звезд разных типов пекулярности, расположенных вдоль температурной шкалы. Круги - Вр/Ар-звезды, звездочки - O-звезды.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ИССЛЕДУЕМЫХ ЗВЕЗД

Звезда	T_e , K	logg	R	P	M	M_b	log t	R/R_z	B_s , Гс
HD37022	40000	4.2	8.2	15 ^d .4	40	-7.6	7.4	1.3	475
HD191612	35000	4.5	5.5	537 ^d	30?	-6.6	6.8	1.0	599
HD149438	30000	4.5	5.0	41 ^d .0	15	-5.7	6.0	0.9	90:

объяснение, приведенное в (пп. 2.4, 2.5). Сравнение свойств звезды HD149438 со свойствами других двух магнитных О-звезд приведено в табл.1, взятой из [4]. Эти объекты близки между собой по температуре T , массе M и радиусу R . Периоды вращения P у всех трех звезд большие, что является необходимым условием для магнитных Вр/Ар-звезд. Медленное вращение вызывает в их объемах динамическую стабильность [5] и твердотельное вращение [6]. В результате возникают благоприятные условия диффузии химических элементов и аномальный химсостав.

Величина среднего поверхностного магнитного поля B_s в HD149938 приблизительная, потому что структура магнитного поля сложная, она описывается тремя диполями [4], в отличие от однодипольных звезд HD37022 и HD191612. На видимой стороне звезды одновременно находятся области с разным знаком магнитного поля, которые частично компенсируют друг друга. В результате этого эффекта величина магнитного поля B_s , по-видимому, занижена.

2.2. На рис.2 приведено распределение числа звезд N/N_{max} по массам. Кружками обозначены наиболее массивные магнитные звезды He-r+He-w типов пекулярности. Звездочками обозначены магнитные О-звезды. Этот график приводит к предположению, что О-звезды продолжают последовательность магнитных звезд в сторону больших масс (радиусов, температур). Изучаемая HD149938 отмечена буквой "а". Кстати, в работе [7] найдено, что в О-звезде HD37022 гелий находится в избытке, как и у соседних по массам He-r объектов, что еще раз указывает на "родственность" всех рассматриваемых звезд. Наиболее вероятное объяснение уменьшения числа звезд состоит в том, что с увеличением массы протозвезды уменьшается вероятность ее формирования. Чем массивнее звезда, тем больше необходима энергия на "магнитное" торможение. Свойство медленного вращения (период вращения $P > 1$ сут), а от него динамическая стабильность внутренних объемов - одно из критических свойств, приводящих к формированию магнитных звезд [8]. Потеря момента вращения магнитных протозвезд происходит путем передачи момента вращения окружающим облакам через силовые линии, в соответствии с механизмом

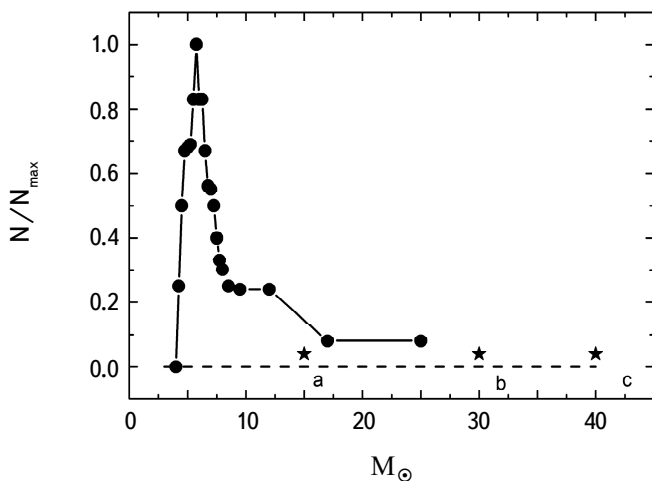


Рис.2. Распределение по массам массивных магнитных звезд He-r+He-w типов (кружки), и O-звезд (звездочки).

Моушовиаса и Палеологоу [9]. Действие этого механизма наиболее эффективно в самых ранних фазах эволюции, но не в поздних. В отличие от этого результата гипотеза ТД предсказывает потерю момента вращения на Главной последовательности (ГП) [1], хотя нет признаков формирования магнитных звезд ТД механизмом в этот период эволюции (пп. 2.3, 2.5 и рис.5).

2.3. Положение O-звезд на эволюционном треке изучено в работе [4] и показано на рис.3 и в табл.1. Все они находятся вблизи ZAMS, демонстрируя одинаковое с маломассивными звездами свойство, означающее, что магнитное

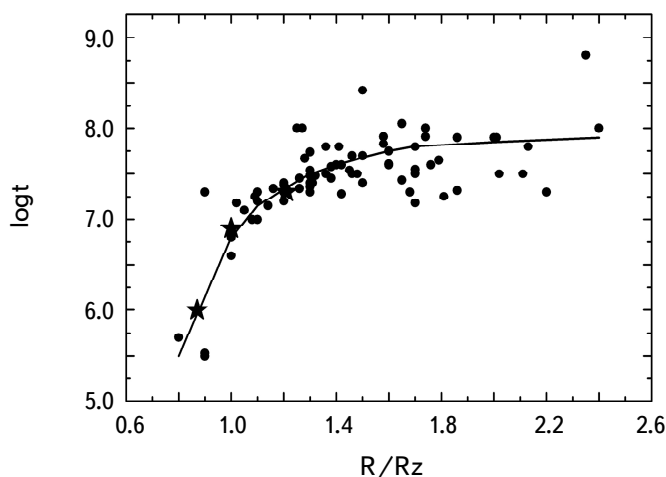


Рис.3. Положение магнитных O-звезд на эволюционном треке в координатах возраст $\log t$ - относительный радиус R/R_z (где R_z - радиус звезды на ZAMS).

поле формируется на ранних стадиях эволюции и проявляется вблизи ZAMS после прекращения аккреции и горения дейтерия. Не замечены какие-либо особенности формирования массивных магнитных звезд. К сожалению, пока не найдены магнитные О-звезды в более поздних стадиях эволюции. Положение О-звезд на ZAMS - факт, важный для решения нашей задачи, потому что он указывает на формирование магнитных звезд в стадии эволюции, предшествующей ГП. С точки зрения существующей теории эволюции [10] массивные звезды выходят на ZAMS и в них загорается водород еще до того, как они освобождаются от окружающего их газо-пылевого облака. Очевидно влияние этого облака на спектроскопические свойства звезд. В О-звездах отмечается сильный ветер, особенно на магнитных полюсах. Ввиду сложности магнитной структуры в звезде HD149438 переменность спектроскопических особенностей в ней скрадывается, затушевывается. В данной работе мы не обсуждаем спектроскопию.

2.4. Как видно из рис.1 звезды с большими радиусами (температурами) имеют более слабое поверхностное магнитное поле. Зависимость $B_s(\log R)$ на рис.4 построена по данным [11], линейная регрессия которой имеет вид

$$B_s = (5.96 \pm 0.67) - (6.57 \pm 1.13) \log R. \quad (1)$$

Каждая точка зависимости представляет собой среднюю величину B_s и $\log R$ у звезд разного типа пекулярности. Если допустить, что звезды всех типов формируются из облаков с примерно одинаковыми величинами средней плотности и средней величиной магнитного поля, то эта зависимость показывает, что средняя величина магнитного поля звезд зависит только от радиуса. Величина поля B_s обратно пропорциональна величине радиуса (массы

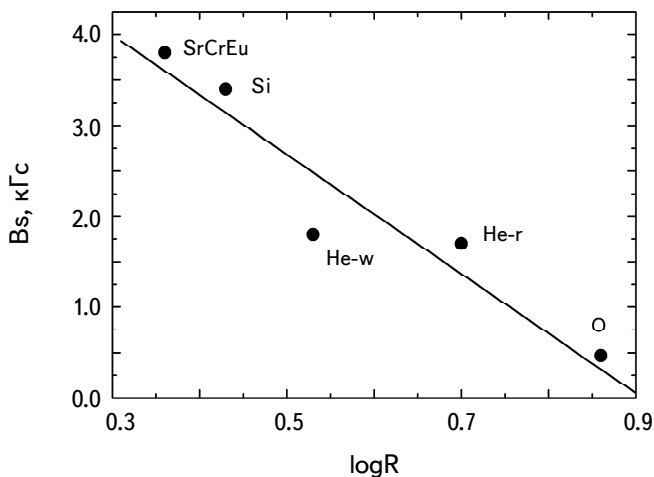


Рис.4. Средние величины среднего поверхностного магнитного поля B_s у звезд разных типов пекулярности и их средние радиусы.

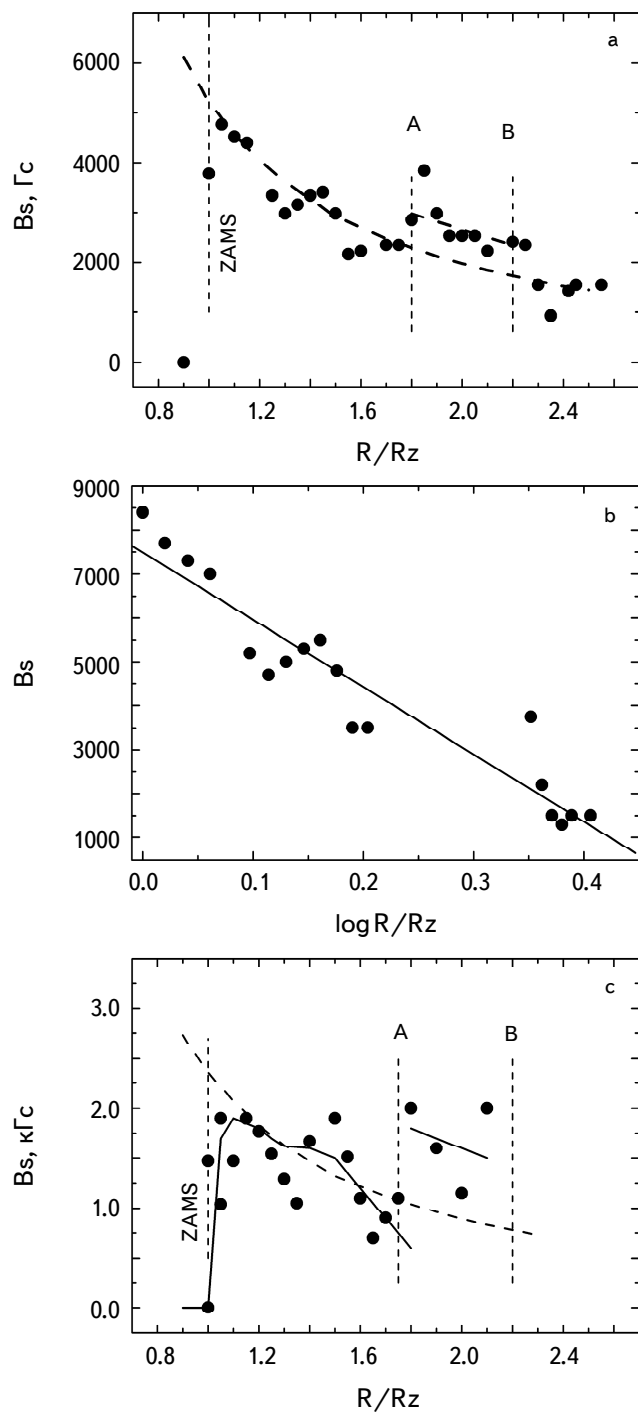


Рис.5. Изменение среднего поверхностного магнитного поля B_s при эволюционном увеличении радиуса. а) Si+SrCrEu звезды, б) зависимость $B_s(\log R/R_z)$, в) He-r+He-w звезды.

и температуры). В процессе раннего коллапса уменьшается радиус протозвезды, масса остается в первом приближении без изменения. Следовательно, и средняя величина B_s -звезд данной группы будет зависеть только от радиуса. Таким образом, приходим к выводу, что зависимость (1) отражает ход формирования и эволюции магнитных звезд в период раннего коллапса в пределах реликтовой гипотезы.

2.5. Из рис.5а видно, что величина магнитного поля звезд при эволюционном увеличении радиуса - $B_s(R/R_z)$ уменьшается. Здесь параметр R/R_z показывает величину радиуса звезды по отношению к ее величине на ZAMS. Обе зависимости построены по данным [11]. Второй важный вывод состоит в том, что магнитные звезды распределяются поперек полосы ГП равномерно и нет никаких признаков искажения зависимости от радиуса. На рис.5б показана зависимость от радиуса в координатах $B_s(\log R/R_z)$. Прямая - это линейная регрессия, которая имеет вид

$$B_s = (7487 \pm 308) - (15312 \pm 1275) \log(R/R_z). \quad (2)$$

Итак, по мере эволюционного роста радиуса звезды происходит изменение среднего поверхностного поля. Фактически (1) и (2) это одинаковые зависимости, построенные на основании разных параметров - радиусов R и относительных радиусов R/R_z . На рис.5с показана зависимость $B_s(R/R_z)$, но для массивных звезд He-r+He-w. Данных мало, поэтому наблюдается большой разброс точек. Хорошо видно, что общая конфигурация похожа на рис.4а. Вывод состоит в том, что среднее поверхностное магнитное поле B_s в каждой группе звезд зависит только от среднего радиуса звезд. Разброс величин магнитного поля внутри каждой группы зависит от локальной начальной величины магнитного поля облака. Эта ситуация естественно объясняется в рамках гипотезы реликтового магнитного поля [12,13]. Если зависимости $B_s(R)$ и $B_s(R/R_z)$ представить как степенные, то в случае рис.4 показатель степени $\kappa = -1.70 \pm 0.07$, на рис.5а $\kappa = -1.44 \pm 0.45$, величины одного порядка, одного происхождения. Для нашего обсуждения важно то, что зависимости не отражают никаких других процессов в течение эволюции, кроме изменения радиуса. В рамках гипотезы ТД величина B_s зависит от множества промежуточных процессов и не может отражать влияние только R .

Попутно, имеет смысл объяснить искажение зависимости $B_s(R/R_z)$ в пределах $R/R_z = 1.8 - 2.2$. Это тот момент, когда происходит внутренняя перестройка звезд с уменьшением радиуса. В результате магнитное поле B_s увеличивается вплоть до момента прекращения изменения R из-за перестройки.

2.6. На рис.6 показано изменение продольного магнитного поля с фазой вращения $Be(\Phi)$ звезды HD149938, на рис.7 схема распределения магнитного

поля внутри звезды, на рис.8 распределение магнитного поля по поверхности, взятые из работы [4]. Из этих данных видно, что магнитное поле описывается одним сильным диполем и двумя более слабыми. Физические свойства звезды связаны в основном с сильным диполем. Все три диполя смещены из центра звезды поперек их оси на значительную величину, в пределах от $0.2R_*$ до $0.5R_*$. Наклон оси основного диполя к плоскости экватора вращения небольшой $\alpha = 5^\circ$, фактически они все лежат в плоскости экватора вращения, что типично для магнитных звезд. Таким образом, диполи окружают центр звезды, поэтому формируется структура магнитного поля, похожая на торои-

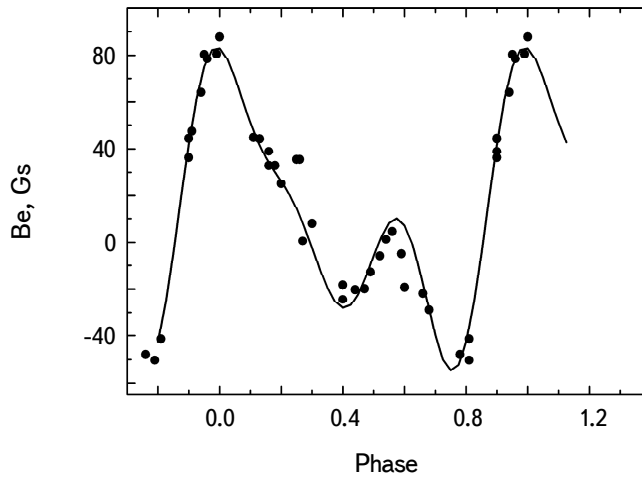


Рис.6. Изменение продольной величины магнитного пол B_e с фазой вращения звезды HD149438. Кружки - наблюдения, сплошная линия - модельная зависимость.

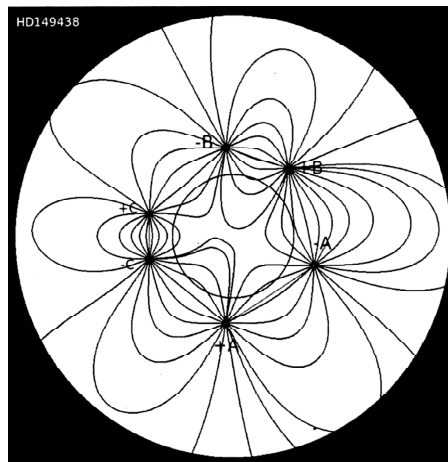


Рис.7. Схема внутренней структуры магнитного поля звезды HD149438. Круг в центре - область конвективного ядра.

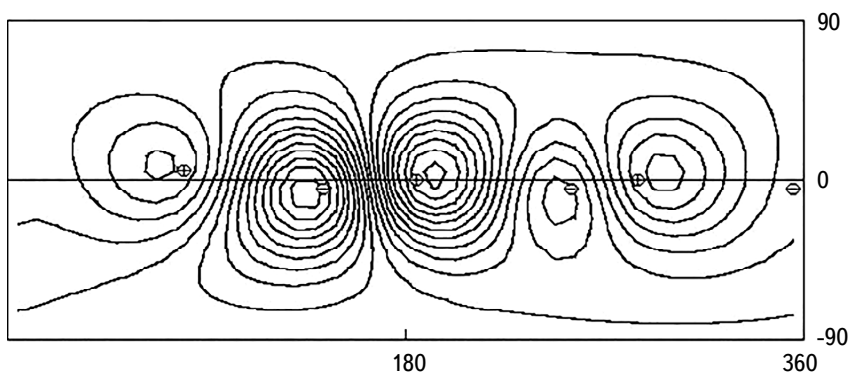


Рис.8. Меркаторская карта распределения магнитного поля по поверхности HD149438.

дальнюю. Именно такое поле предполагается в работе [3], но которое мы строим из других данных (фазовых изменений B_s). Наш значительный опыт построения моделей показывает, что магнитные звезды формируются из одной, двух или трех протозвездных фракций, намагниченных с разной силой и в разных направлениях. Таким образом, в нашем приближении поле звезды HD149938 не тороидальное, а формируется в результате сложения полей трех магнитных фрагментов [14]. Гипотеза ТД не может объяснить многодипольные конфигурации.

2.7. Детальное исследование трех известных магнитных О-звезд [4] показывает, что они формируются и эволюционируют практически одинаковым образом и не отличаются от основной массы менее массивных магнитных звезд. Наличие магнитных полей в звездах большой массы регулярно критически обсуждалось в литературе. Их наличие также постулировалось при объяснении многих загадочных явлений, включая особенные профили рентгеновских линий и высокие рентгеновские температуры (например, [14-17]). Следует обратить внимание на то, что три звезды находятся в такой фазе эволюции, когда они еще не освободились полностью от окружающего их газо-пылевого облака [4]. В результате возникают сложные спектроскопические особенности звезд. Не заметны какие-либо особенности свойств магнитных О-звезд, которые указывали бы на другое происхождение.

Ввиду сильной ионизации звездного вещества и высокой проводимости омическое затухание магнитного поля теоретически продолжается в течение порядка $\sim 10^{10}$ лет. Поскольку возраст изучаемых звезд много меньше, то это значит, что полный магнитный поток и крупные магнитные фрагменты в трех рассматриваемых звездах (как и звезд других типов пекулярности) в течение всего времени их жизни, от момента рождения до момента ухода с ГП практически не изменяются, звезды вращаются твердотельно.

2.8. Зависимость $\log P(\log Bs)$ важнейшая и сложнейшая в физике магнитных звезд. Она носит признаки действия механизма "магнитного" торможения магнитных протозвезд, разработанного в [9]. Для более четкого представления о свойствах этой зависимости приводятся рисунки, соответствующие мало массивным звездам Si+SrCrEu типа и массивным He-r+He-w объектам (рис.9а и рис.9б). Левая часть зависимости (оггибающая штриховая линия) не противоречит предположению, что чем сильнее магнитное поле, тем активнее происходит потеря момента вращения. Обращает особое внимание то, что диапазон периодов вращения на рис.8а чрезвычайно велик - от 1 сут до 30000 сут, что свидетельствует о значительной роли механизма потери момента вращения. Следует отметить также, что указанная зависимость действует только до $Bs \approx 10000 - 12000$ Гс и имеет максимум на $Bs \approx 5600$ Гс. Это свойство показывает, что в случае больших, чем $Bs \approx 5600$ Гс, величин

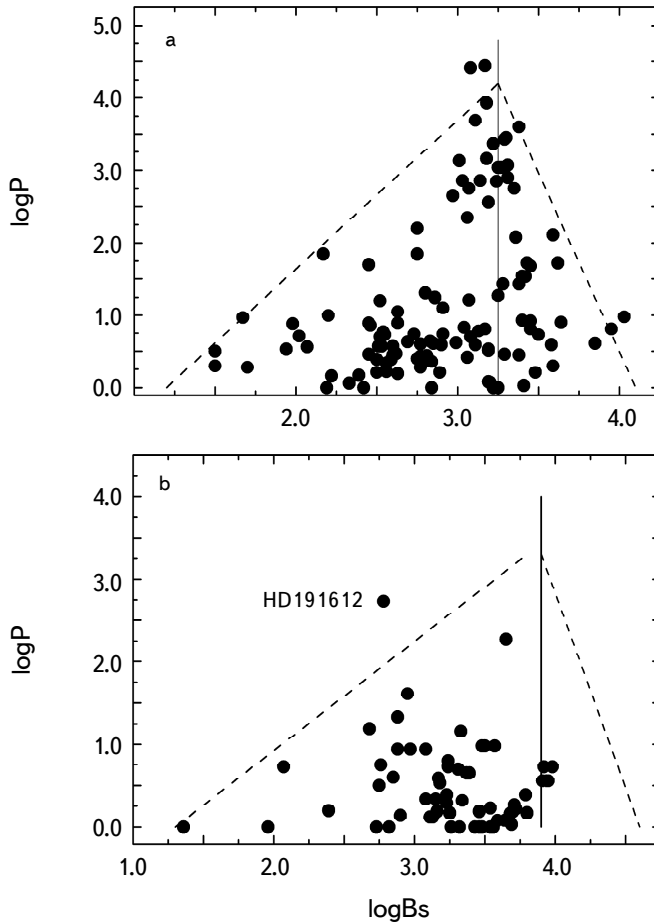


Рис.9. Зависимость периодов вращения звезд от магнитного поля. а) маломассивные звезды Si+SrCrEu-типа, б) массивные звезды He-r+He-w типов.

магнитного поля, эффективность "магнитного" торможения резко падает. Наше предположение [18] состоит в том, что при больших величинах магнитного поля начинают вращаться все более далекие, более массивные области, окружающие протозвезду, на которых теряется значительная доля энергии. Следующее важное замечание состоит в том, что на рис.9b (He-r+He-w) максимальная величина $P_{max} \approx 300 - 400$ сут, что на 2 прыжка (!) меньше, чем на рис.9a. Заметим также, что зависимость $\log P(\log B_s)$, по-видимому, тоже логарифмическая, что важно для будущих исследований. Общий вывод состоит в том, что эффективность "магнитного" торможения обратно пропорциональна массе (и радиусу). Мы акцентируем слово масса, потому что более массивную протозвезду труднее затормозить.

Наличие "не вращающихся" магнитных звезд ($P_{max} \approx 30000$ сут) естественно возникает в результате "магнитного" торможения самых медленно вращающихся протозвездных облаков из начального распределения. Рассмотренные в данном разделе свойства магнитных звезд логично вписываются в предсказания реликтовой гипотезы и гипотезы "магнитной" потери момента вращения. Что касается гипотезы тесных двойных, то показанные зависимости в ее рамках не понятны. Но в случае ТД потеря момента вращения перечисленными в (п. 3.2) способами возможна, кроме получения "не вращающихся" объектов.

2.9. Вековая динамическая стабильность во все периоды эволюции магнитных Вр/Ар звезд обеспечивает сохранение магнитного поля. Возможность такого состояния хорошо видна из разработанного в настоящее время сценария [20,12,19]. Динамическая стабильность магнитной звезды в рамках гипотезы ТД возможна только после потери момента вращения.

2.10. Множество наблюдаемых магнитных структур хорошо объясняется таким же множеством структур "родительских" протозвездных облаков [13]. Реликтовое магнитное поле протозвезд всех масс сжимается вместе с газово-пылевым облаком без нарушения структуры вследствие вмороженности. Неоднородности магнитного поля сохраняются. Реликтовый механизм предполагает отсутствие крупных динамических возмущений в объеме магнитной протозвезды и затем звезды. Мелкие неоднородности магнитного поля исчезают со временем в результате омической диссипации, остаются крупномасштабные полоидальные реликтовые структуры, сравнимые по размерам со звездой. Механизм ТД не предполагает это свойство.

2.11. Важнейшее свойство магнитных звезд, которое поддерживает реликтовую гипотезу и противоречит гипотезе ТД, это преимущественное направление $\alpha = 0 - 20^\circ$ магнитных силовых линий (направления оси диполя) по отношению к экватору вращения. Это свойство является прямым результатом работы "магнитного" механизма [9], действие которого наиболее эффективно

в указанных пределах α .

3. Происхождение и эволюция звезды HD149938.

3.1. *Предварительный сценарий* формирования и эволюции магнитных звезд, выработанный на основе реликтовой гипотезы и анализа многочисленных наблюдательных данных, подробно описан в работах [12,19,20]. Свойства магнитных звезд, представленные выше, хорошо согласуются между собой и позволяют построить достаточно убедительную схему эволюционных процессов, происходящих последовательно, и объясняющих основные свойства магнитных звезд.

В работе [4] показано, что сценарий происхождения и эволюции магнитных О-звезд вероятно не отличается от звезд Не-г типа. Намагниченное протозвездное облако коллапсирует вместе с магнитным полем вследствие вмороженности силовых линий. Наблюдаемая степень ионизации вещества, содержащего магнитное поле, достаточна для этого. Начальные неоднородности магнитного поля остаются в объеме звезды в течение всего времени эволюции вплоть до выхода ее на ГП. На ранних фазах эволюции и в более поздний период, если и были мелкие неоднородности магнитного поля, то они в результате омической диссипации разрушаются и остается только долго живущая крупномасштабная составляющая, близкая по структуре к дипольной. Структуры, сравнимые с размерами самой звезды, не успевают диссипировать, в результате чего создаются крупномасштабные неоднородности (табл.2). Предполагавшиеся ранее катастрофические изменения и частичные разрушения первоначальных структур, вследствие действия неустойчивой фазы, мы считаем неверными. В процессе сжатия, как только вокруг центральной области возникает температура $T > 2000$ К, там возникает неустойчивость вследствие ионизации водорода, гелия и других легких элементов. Следует предположить, что вокруг этой области, где $T < 2000$ К, объем протозвезды остается стабильным. Вероятно, только при таких условиях можно сохранить реликтовое магнитное поле и его структуру в течение неустойчивой фазы. Молодые звезды с лучистым переносом энергии в стадии НАеВе тоже достаточно стабильны,

Таблица 2

ДОЛЯ МАГНИТНЫХ ЗВЕЗД С РАЗНЫМИ СТРУКТУРАМИ

Структура	Доля звезд, %
Центральный диполь	17
Смещенный диполь вдоль оси	32
Смещенный диполь поперек оси	9
Двух-трех дипольная структура	20
Структура, близкая центральному диполю	20

в них сохраняется магнитное поле. Наблюдательные данные показывают, что в фазе НАеВе и вблизи ZAMS происходит окончательное формирование наблюдаемых структур. Более подробную информацию можно получить в цитированных работах. Медленное вращение необходимо для динамической стабилизации магнитных звезд, в условиях которой возникает наблюдаемая диффузия химических элементов. Изученные свойства магнитных звезд не противоречат гипотезе потери момента вращения путем передачи его окружающим облакам через силовые линии [9]. Период эволюции от начала коллапса до выхода звезды на ZAMS оказывается достаточным для формирования крупномасштабного полоидального магнитного поля, наблюдаемого у звезд ГП.

3.2. Авторы работы [1] предложили идеализированную схему усиления магнитного поля в звезде HD149938 в случае обмена массой тесной двойной системы. Проведено трехмерное магнитогидродинамическое моделирование слияния тесной двойной системы, состоящей из компонент $9 M_{\odot}$ и $8 M_{\odot}$ и горящего водорода. Масса переносится от массивной звезды. Фактически выполнен расчет модели, объясняющей свойства конкретно HD149438, тем не менее, авторы предполагают, что таким механизмом можно объяснить происхождение всех наблюдаемых магнитных O-Вр-Ар объектов. В данной работе нас интересует, в первую очередь, именно это предположение. Рассмотрим возможности применения предложенного механизма в таком случае. Авторы ожидают, что слияние не магнитных звезд ГП, имеющих меньшие массы, чем у HD149438, со звездами, находящимися на других эволюционных фазах (например, со звездами, не являющимися членами ГП), приведет к образованию объектов с сильными магнитными полями. Это означает, что родительская звезда перед разделением на компоненты прошла все стадии эволюции, соответствующие всем звездам. Это коллапс вдоль вертикального трека эволюции, нестационарная фаза, фаза НАеВе и, наконец, ГП. Магнитное поле протозвездных облаков не сохранилось, звезда выходит на ZAMS и на ГП эволюционирует без магнитного поля. Среди них некоторая часть делится на близкие компоненты, которые в результате слияния превращаются в магнитные звезды, причем их сейчас насчитывается 10%.

Рассматривается серия магнитогидродинамических процессов в аккрецирующей среде, которые усиливают затравочное магнитное поле в несколько этапов. Необходимость последовательного действия серии разных способов усиления магнитного поля кажется слишком искусственным и нереальным. В аккреционном потоке взаимодействующих ТД "затравочное" магнитное поле усиливается (механизм не обсуждается, примеры аналогичных процессов в других астрофизических объектах не приводятся) и достигает 10^8 Гс, что соответствует усилению в 10^8 раз. При насыщении магнитная энергия оказы-

вается такого же порядка, как турбулентная энергия, которая является источником усиления магнитного поля. Какова структура полученного магнитного поля, неясно, по всей видимости это вихревая структура. В таком случае авторы все же вынуждены предположить, что в какой-то степени реликтовое магнитное поле все же должно было сохраниться. Следовало бы объяснить также, как оно было потеряно в ранних стадиях эволюции. В теории эволюции звезд стоит проблема того, как избавиться от сильного реликтового магнитного поля [21] при сжатии протозвездных облаков. Для объяснения этой проблемы используется механизм амбиполярной диффузии. Представляется, что невозможно обойти это важнейшее свойство.

После окончательного слияния компонентов усиленное магнитное поле распространяется по всему объему, вплоть до центра звезды. Возникает проблема диффузии магнитного поля. Каковы условия диффузии? Тем более, расчет показывает, что когда ядра двух звезд сливаются, на границе их образуются вихри, способствующие дополнительному усилению магнитного поля. К сожалению, и в данном случае возникают неясности со структурой, очевидно, что она вихревая. Но как в вихревом поле происходит диффузия магнитных силовых линий? Как возникают наблюдаемые структуры центрального диполя?

Расчет показывает, что в дифференциально вращающемся аккреционном потоке возникает турбулентность, которая тоже способствует экспоненциальному усилению магнитного поля неизвестной структуры, очевидно тоже вихревой. Но турбулентность может приводить как к усилению, так и к ослаблению магнитного поля. Следует применять определенные типы (условия) турбулентности для усиления поля. Возникают ли подходящие условия в данной ситуации, неясно. Расчет показывает, что из-за большого углового момента образуется тор, окружающий центральное сферически симметричное ядро, которое находится в состоянии твердотельного вращения. Одновременно, поддерживаемый центробежными силами тор вращается с субкеплеровскими скоростями. Большая часть тора аккрецирует на центральную часть и формирует обширную оболочку, при этом $0.1M$ окажется в диске. В результате предыдущих процессов, напряженность магнитного поля оказывается равной 9 кГс , но какова структура возникшего в результате нескольких этапов усиления магнитного поля и сложения промежуточных структур, снова непонятно. В своих дальнейших рассуждениях авторы поступают просто, они делают безосновательное предположение, что структура магнитного поля в конце концов соответствует структуре магнитного диполя! Но это важнейший процесс в эволюции магнитных звезд! Турбулизованная структура магнитного поля слившихся компонент должна сформироваться каким-то образом в полоидальную, наблюдаемую в магнитных звездах ГП. Тем более, что в звезде

HD149438 найдено [3], что структура магнитного поля не дипольная, а тороидальная! Таковы основные замечания. Попутно обращаем внимание на то, что в случае реликтовой гипотезы структуры магнитного поля являются следствием структур магнитных протозвезд [20] (п. 2.6).

Далее, авторам работы [1] необходимо было погасить скорость вращения звезды HD149438, потому что период вращения очень большой $P=41$ сут. Предполагается, что происходит внутренний перенос углового момента, плюс потеря момента через намагниченный звездный ветер, плюс за счет внутренней перестройки звезды тоже происходит дополнительная потеря момента вращения. Таким сложным способом HD149438, очевидно, и другие магнитные звезды, в конце концов, приобретают малую скорость вращения. Указанные способы потери углового момента вряд ли возможны, кроме намагниченного звездного ветра. Таковы (коротко) некоторые трудности механизма формирования магнитной звезды в результате слияния двух тесных компонент двойных систем. Все эти многочисленные процессы необходимо как-то согласовать с наблюдаемыми свойствами, которые к настоящему времени накопились в достаточном количестве, как мы видели выше. Первое, что настораживает, это формирование значительного ряда чрезвычайно сложных и запутанных событий в процессе генерации магнитного поля и других свойств. Существуют и другие сложности, с которыми приходится сталкиваться при интерпретации наблюдений с точки зрения ТД механизма, обсуждаемых далее.

3.3. В рамках гипотезы ТД совершенно непонятно, почему магнитные звезды имеют преимущественную ориентацию $\alpha = 0 - 20^\circ$ магнитных силовых линий (осей диполя) по отношению к экватору вращения. С точки зрения реликтовой гипотезы и механизма потери момента вращения протозвезды [10] такое свойство обязательно.

3.4. Итак, в [1] исследуются результаты слияния тесных двойных звезд ГП (не прото-звезд и не звезд НАеВе). На рис.4а [12] показано изменение величины магнитного поля магнитных звезд Si+SrCrEu-типа пекулярности, а на рис.4б массивных магнитных звезд He-г+He-w типов вдоль эволюционного трека. Особое замечание состоит в том, что магнитные Вр/Ар-звезды уже в момент выхода на ZAMS обладают дипольным магнитным полем. Сейчас уже очевидно, что предшественники магнитных звезд, находящиеся в стадии НАеВе, тоже обладают сильными магнитными полями, но которые у них не обнаруживаются вследствие аккреционной неустойчивости верхнего слоя атмосфер и горения дейтерия [22]. Это как раз тот случай, когда магнитное поле не усиливается, а разрушается турбулентией. После прекращения аккреции и горения дейтерия поверхность звезд динамически стабилизируется и внутреннее дипольное магнитное поле появляется на

поверхности, возникает диффузия химических элементов, приводящая к химическим аномалиям. Дальнейшее поведение (после ZAMS) магнитного поля О-Вр-Ар объектов связано только с эволюционным ростом (изменением) радиуса. Это видно на рис.4ab. Таким образом, нет признаков формирования магнитной звезды методом тесных двойных систем ни в период НАеВе, ни в период эволюции на ГП.

3.5. Гипотеза тесных двойных систем не объясняет наблюдаемые структуры магнитного поля О-Вр-Ар звезд, которые перечислены в табл.2 [23]. С точки зрения реликтовой гипотезы это свойство является естественным следствием сохранения начальной магнитной структуры протозвездного облака вследствие вмороженности магнитного поля. Кроме того, чисто тороидальная конфигурация, предполагаемая в звезде HD149438, не может быть устойчивой. Паркер [24] считает, что именно дипольная конфигурация наиболее устойчива вследствие минимальной энергетики. Работа по моделированию [13] показывает, что структура магнитного поля, похожая на тор, наблюдается только у трех звезд из 150 и легко объясняется начальной структурой материнского магнитного облака.

3.6. Зависимость $\log P(\log Bs)$ является следствием действия "магнитного" торможения протозвезд (п. 3.8). В случае ТД происхождение такой зависимости непонятно.

3.7. Зависимость $Bs(R)$ (п. 3.4) понятна в пределах гипотезы о реликтовом поле. При статистически средней величине магнитного поля в протозвездных облаках средняя величина магнитного поля звезд будет зависеть только от ее радиуса. В случае ТД такая зависимость непонятна.

3.8. Факт твердотельного вращения магнитных протозвезд и звезд свидетельствует об отсутствии каких-либо динамических неустойчивостей в их объеме (кроме конвективного ядра в О-Вр-Ар объектах). Это свойство отлично сохраняет реликтовое магнитное поле в течение всего периода эволюции звезд, но оно не совместимо с механизмом ТД, где процесс усиления магнитного поля вызван нестабильными явлениями.

3.9. Зависимость $N/N_{max}(v \sin i)$, приведенная на рис.10, построена по данным работы [8]. Левая зависимость относится к Ар+Ам звездам, правая относится к нормальным звездам. Зависимость Ар+Ам возникает в результате "магнитного торможения нормальных протозвезд (при предположении, что их распределение сохраняется). Оказывается, что протозвезды с максимальными $v \sin i$ теряют момент вращения "магнитным" механизмом в меньшей степени, чем те, которые обладают минимальными $v \sin i$, в соответствии с коэффициентом

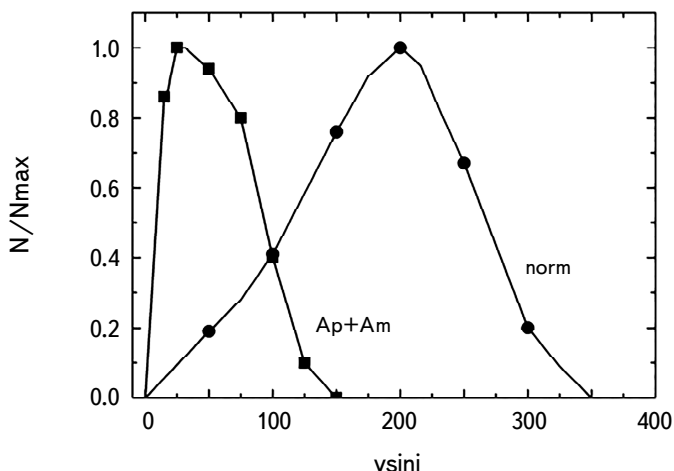


Рис.10. Распределение химически пекулярных звезд Ap+Am типов и нормальных звезд вдоль шкалы $v \sin i$.

$$k = (25.01 \pm 1.24) - (8.94 \pm 0.56) \log(v \sin i). \quad (3)$$

Зависимость коэффициента k от $v \sin i$ магнитных звезд свидетельствует о более эффективном торможении магнитных "медленных" протозвезд. Этот эффект объясняет значительное количество предельно медленных магнитных ротаторов вплоть до "не вращающихся" звезд. В случае ТД такая зависимость невозможна.

3.10. Реликтовый механизм просто объясняет дефицит тесных двойных магнитных Ap-звезд и нормальное количество их в широких парах. В результате приливных взаимодействий магнитное поле в тесных двойных системах разрушается, как у Am-звезд. В случае ТД близкие компоненты исчезают для того, чтобы снова заменить их, но уже в качестве магнитных звезд! Дефицит не получается.

3.11. Наблюдения показывают [27], что в скоплениях и ассоциациях находится иногда значительное количество магнитных звезд. Например, в ассоциации Орион OB1 находится около ~65 магнитных звезд примерно одинакового возраста, т.е. около 10% общего количества. Авторы [1] не указывают механизм, который мог бы создавать такое количество достаточно тесных двойных систем одинакового возраста одновременно в одном пространстве. Причем требование к "близости" компонент должно быть довольно жестким. Надо помнить, что большое количество Am-звезд (около 10%) формируется именно из тесных двойных систем [13,25,26]. Возникает проблема, в чем различие? В каких случаях ТД становятся магнитными, а в каких случаях Am-звездами? Таким образом, гипотеза ТД сталкивается с новой значительной трудностью. В то же время

имеющиеся в настоящее время данные показывают, что формирование магнитных звезд с точки зрения реликтовой гипотезы трудности не испытывает. Для этого необходимо только достаточно медленное вращение, медленнее, чем критическая величина $V < V_c$. Оно формируется путем "магнитного" торможения. Ам-звезда формируется в случае $V > V_c < V_{max}$ [14] в результате приливных взаимодействий между тесными компонентами. В случае $V > V_{max}$ приливные взаимодействия уже недостаточны для торможения Ам-звезды. Где в этой схеме место для гипотезы ТД, непонятно. В турбулентной протозвездной среде, обладающей широким диапазоном моментов вращения, механизм "магнитного" торможения уверенно обеспечивает 10% долю медленных магнитных ротаторов.

3.12. Если считать, что предлагаемый механизм ТД объясняет происхождение всех магнитных звезд, то надо разобраться в следующем частном случае, но касающемся большого количества звезд - как формируются самые мало-массивные магнитные звезды с $M \sim 2M_{\odot}$. В таком случае каждый из компонент имеет $M \approx 1M_{\odot}$. Такие объекты имеют совершенно другие свойства, по сравнению с теми, у которых $M > 2M_{\odot}$: они полностью конвективные (а если соотношение другое?). Возникает неясность: каковы условия деления и вновь соединения конвективных звезд. Необходима разработка сценария.

4. *Заключение.* Приведенный выше анализ свойств магнитной О-звезды HD149438 показывает, что они совпадают со свойствами других магнитных О- звезд и магнитных звезд других типов пекулярности. Приводимые выше основные зависимости полностью подтверждают такое предположение. Таким образом, скромное до сих пор семейство магнитных О-звезд дополняется еще одним объектом. Не вызывает сомнения, что они объединены общим происхождением и особенностями эволюции. Различия вызваны только влиянием масс. Тем не менее, звезда HD149438 отличается от других магнитных О-звезд сложной структурой магнитного поля, которое формируется тремя диполями. Такие структуры наблюдаются только у трех объектов: HD18078 (SrCrEu), HD37776 (He-r) и HD149438 (O), относящихся к другим типам пекулярности. Очевидно, что сложность структур не зависит от типа пекулярности, а только от начальных условий. По современным данным структуры магнитных звезд всех масс от $M \approx 2M_{\odot}$ до $M \approx 20 - 40M_{\odot}$ на ZAMS уже полностью сформированы. В фазе HАеВе детали эволюции достаточно хорошо изучены. С точки зрения реликтового механизма сложное распределение магнитного поля по поверхности звезды HD149438, как в двух других примерах, отражают начальную структуру молодых протозвезд [20]. Наблюдаемый набор (табл.2) поверхностных структур не может быть объяснен ТД механизмом.

Итак, механизм ТД предполагает действие ряда последовательных событий при слиянии ТД, которые усиливают затравочное магнитное поле до нужной

величины. Расчет не показывает, какая структура магнитного поля формируется в результате каждого события и, затем, каков результат сложения различных структур в конце процесса генерации. Поэтому авторы просто предполагают, что в конце концов, возникает наблюдаемая дипольная структура, такая же, как у звезд О-Вр-Ар. На наш взгляд для такого основополагающего предположения необходимо хоть какое-то основание. Кроме того, структура в случае HD149438 не дипольная, а тороидальная (!) [3], тем самым задача усложняется. На приводимых выше зависимостях, относящихся к магнитным звездам всех типов пекулярности, магнитные ТД звезды никак не вписываются.

Специальная астрофизическая обсерватория РАН,
Россия, e-mail: glagol@sao.ru

FEATURES OF THE MAGNETIC O-STAR HD149438

Yu.V.GLAGOLEVSKIY

Investigated features of the magnetic field and other properties of the star HD149438. It is shown that this star corresponds to other known magnetic O-stars in all respects. At the same time, all known O-stars have the same properties as SrCrEu+Si+He-w+He-r objects, which allows us to assume their same origin and evolution. There are data on the fact that the hypotheses of the origin of magnetic stars from close binary systems discussed in the literature are not supported by observations.

Keywords: *magnetic field: magnetic stars: origin: evolution*

ЛИТЕРАТУРА

1. *F.R.N.Schneider et al.*, Nature, **574**, 211, 2019.
2. *А.В.Тутуков, Ф.В.Федерова*, Астрон. ж., **87**(2), 2010.
3. *J.F.Donati et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **370**, 629, 2006.
4. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **79**(2), 260, 2024.
5. *I.D.Howard, R.K.Prinja*, Astrophys. J. Suppl., **69**, 527, 1989.
6. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophysics, **59**(3), 321, 2016.

7. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophys. Bull.*, **70**(2), 260, 2024.
8. *H.A.Abt*, *N.Morrell*, *Astrophys. J. Suppl.*, **99**, 125, 1979.
9. *T.Ch.Mouschovias*, *E.Paleologou*, *Astrophys. J.*, **230**, 204, 1979.
10. *F.Palla*, *S.W.Stahlrer*, *Astrophys. J.*, **360**, L47, 1990.
11. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophys. Bull.*, **74**(1), 66, 2019.
12. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophys. Bull.*, **76**(3), 66, 2021.
13. *Yu.V.Glagolevskij*, *A.F.Nazarenko*, *Astrophys. Bull.*, **72**(1), 450, 2017.
14. *D.Cohen et al.*, *Astrophys. J.*, **488**, 397, 1997.
15. *P.A.Robinson et al.*, *Astrophys. J.*, **575**, 435, 2002.
16. *D.Cohen et al.*, *Astrophys. J.*, **586**, 495, 2003.
17. *M.Smith et al.*, *Astrophys. J.*, **600**, 972, 2004.
18. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astron. Lett.*, **50**(2), 148, 2024.
19. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophys. Bull.*, **77**(2), 166, 2022.
20. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophysics*, **57**(3), 315, 2014.
21. *N.S.Schulz*, *From Dust to Stars*, Chichester, 2004, Chapter 5.4.
22. *F.Palla*, *S.W.Stahler*, *ASP Conf. Ser.*, 62, 1994, p.391.
23. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophys. Bull.*, **66**(2), 144, 2011.
24. *Е.Паркер*, *Космические магнитные поля*, Москва, Мир, 1982.
25. *H.A.Abt*, *Astron. J.*, **70**, 277, 1961.
26. *H.A.Abt*, *Astrophys. J. Suppl.*, **11**, 429, 1965.
27. *I.I.Romanyuk et al.*, *Astrophys. Bull.*, **68**(3), 318, 2013.

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПУЛЬСАРОВ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ В ГАЛАКТИКЕ

Р.Р.АНДРЕАСЯН, А.Р.АНДРЕАСЯН, Г.М.ПАРОНЯН, А.Г.СУКИАСЯН

Поступила 30 июля 2025

Принята к печати 10 сентября 2025

Рассматриваются пространственное распределение и распределение по периодам пульсаров различных типов. В результате анализа наблюдательных данных для более чем 3800 пульсаров показано следующее: характеристическое расстояние нормальных радиопульсаров от плоскости Галактики увеличивается с ростом их характеристического возраста. Миллисекундные пульсары всех типов - включая пульсары, находящиеся в галактических шаровых скоплениях, миллисекундные пульсары, излучающие также в гамма- и рентгеновском диапазонах, и миллисекундные пульсары галактического поля, излучающие только в радиодиапазоне - являются очень старыми объектами со средними характеристическими возрастами в несколько млрд лет. Они распределены в широком слое около плоскости Галактики, с характеристическим расстоянием σ порядка 500 парсек. Группа GRS-пульсаров с относительно большими периодами значительно отличается от нормальных радиопульсаров. В то время как максимум распределения по периоду у нормальных радиопульсаров приходится на $\log(P_0) = -0.3$, у GRS-пульсаров он смещен в сторону меньших значений. Эти GRS-пульсары находятся в тонком слое вблизи плоскости Галактики, с характеристическим расстоянием σ порядка 160 парсек, а их средний возраст составляет порядка ста тысяч лет.

Ключевые слова: *пульсары:распределение пульсаров:рентгеновские пульсары*

1. Введение. Изучение галактического распределения пульсаров имеет большое значение для понимания и объяснения различных аспектов их происхождения в результате вспышек сверхновых звезд разных типов, а также их последующей эволюции. Наблюдаемое в настоящее время распределение пульсаров в Галактике является следствием как распределения исходных звезд типов О и В, вспыхивающих как сверхновые [1], так и пространственного распределения скоростей, приобретенных пульсарами при их рождении в результате асимметричных вспышек этих звезд.

В настоящее время известны данные более чем для 3800 пульсаров. Эти данные (77 различных параметров для каждого объекта) приведены в Австралийском каталоге пульсаров ATNF (ATNF Pulsar Catalogue) [2]. В каталоге ATNF собраны как чисто наблюдательные параметры пульсаров - такие как координаты, собственные движения, барицентрические периоды P_0 , временные производные этих периодов $\dot{P}$, полуширина импульса, средняя плотность потока излучения на различных длинах волн и др. - так и параметры, полученные на

основе наблюдений с использованием теоретических моделей. К последним, в частности, относится характеристический возраст пульсаров T ,

$$T = P_0/2P_1, \quad (1)$$

поверхностное магнитное поле пульсаров

$$B = 3.2 \cdot 10^{19} (P_0 P_1)^{1/2} \quad (2)$$

и др. Наблюдательные данные о поляризации излучения на нескольких длинах волн дают возможность определить так называемые меры фарадеевского вращения плоскости поляризации при прохождении излучения через магнитоионную среду.

$$RM = d\psi/d\lambda^2 = \alpha \int n_e B_L dL, \quad (\alpha = 8.1 \cdot 10^5), \quad (3)$$

где $d\psi$ - разность угла плоскости поляризации на разных длинах волн λ , B_L - индукция магнитного поля вдоль луча зрения, n_e - электронная концентрация в среде, а интегрирование проводится по всему пути L , пройденному излучением от пульсара до наблюдателя.

Очень важная информация получается из наблюдений запаздывания сигнала $t_2 - t_1$ одного и того же импульса пульсара на разных радиочастотах ω из-за различий в скорости распространения сигнала в ионизированной среде на разных частотах.

$$t_2 - t_1 = (2\pi e^2/m) (1/\omega_2^2 - 1/\omega_1^2) DM, \quad (4)$$

$$DM = \int n_e dL, \quad (5)$$

где DM - мера дисперсии.

Формула (5) при известном распределении электронной концентрации n_e в Галактике дает возможность вычислять расстояния до пульсаров, используя данные о мерах дисперсии DM . В каталоге пульсаров ATNF приведены расстояния практически для всех пульсаров, полученные этим методом. Эти расстояния, конечно, зависят от принятой модели галактического распределения электронной концентрации, но в настоящее время они считаются наиболее надежными и широко используются в различных исследованиях, в том числе и в настоящей работе.

Как видно из приведенных формул, используя данные мер вращения RM и мер дисперсии DM пульсаров, можно найти среднее значение проекции магнитной индукции $\langle B_L \rangle$ вдоль направления на данный пульсар.

$$\langle B_L \rangle = (1/\alpha) (RM/DM) = 1.23 (RM/DM). \quad (6)$$

Эти данные были использованы для изучения магнитного поля Галактики во многих работах (см. [3,4]), а также в наших исследованиях (например, [5,6]).

В настоящей работе мы изучаем галактическое распределение пульсаров разных типов. Пульсары в основном сконцентрированы вблизи плоскости нашей Галактики. Небольшая часть (порядка 40 пульсаров) расположена в Магеллановых Облаках и других близлежащих галактиках. Естественно, эти пульсары исключены из рассмотрения. Довольно большая группа пульсаров (более 200 объектов) находится в галактических шаровых скоплениях и их распределение в Галактике известно.

Пульсары в основном классифицируются по периоду или частоте импульса. Выделяются миллисекундные и обычные пульсары. Разделение проводится по некоторому значению периода P_0 пульсара (в разных работах принимаются значения от 10 до 30 миллисекунд). Пульсары с периодом меньше этого значения называются миллисекундными, остальные - обычными пульсарами.

Миллисекундные пульсары представляют собой особый класс радио-пульсаров, которые отличаются высокой стабильностью вращения и малыми значениями магнитного поля ($\sim 10^8 - 10^9$ Гс) по сравнению с обычными пульсарами [7, 8]. Считается, что они формируются в результате перераскрутки нейтронной звезды в тесной двойной системе путем аккреции вещества от компаньона, что приводит к значительному сокращению периода вращения [9]. В настоящее время известно более 600 миллисекундных пульсаров [2, 10], большинство из которых находятся в двойных системах, часто с белыми карликами в качестве компаньонов, что подтверждает сценарий перераскрутки.

Кроме классификации по периоду, пульсары можно разделять и по диапазону электромагнитного излучения. Помимо пульсаров, наблюдаемых только в радиодиапазоне, существуют пульсары, регистрируемые также в рентгеновском (XRS-пульсары) и гамма-диапазоне (GRS-пульсары). Кроме того, имеется небольшая группа пульсаров, наблюдаемых в оптическом диапазоне.

В настоящей работе рассматриваются распределение по периодам и пространственное распределение пульсаров. В разделе 2 приведено распределение пульсаров по периоду импульсов, в разделе 3 изложены результаты исследования распределения пульсаров в зависимости от расстояния до плоскости Галактики, в разделе 4 обсуждаются полученные результаты.

2. Распределение пульсаров по периоду импульсов. В этом разделе представлено распределение пульсаров по периоду импульсов для разных групп пульсаров: пульсаров, находящихся в галактических шаровых скоплениях, рентгеновских пульсаров (XRS), гамма-пульсаров (GRS), а также обычных пульсаров.

На рис.1 приводится распределение всех галактических пульсаров по периоду импульсов. По оси абсцисс отложены значения $\log(P_0)$, по оси ординат - количество пульсаров.

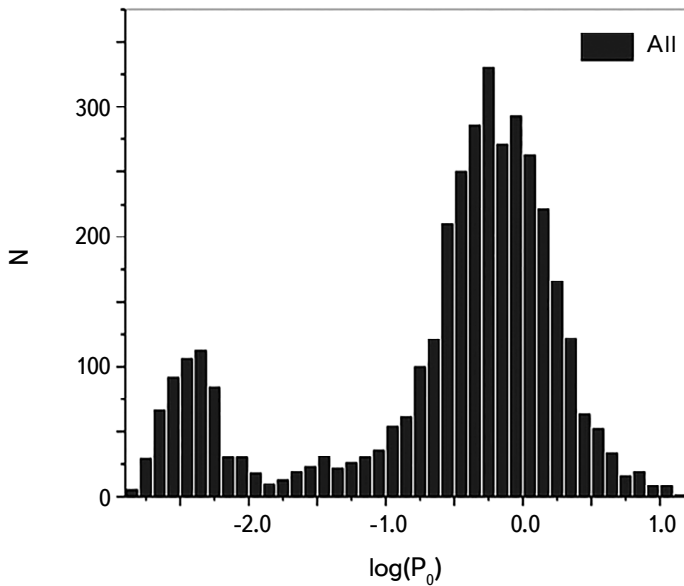


Рис.1. Распределение всех галактических пульсаров по периоду импульсов.

Из рисунка видно, что четко выделяются две многочисленные группы пульсаров с максимумами распределения по значению $\log(P_0)$ в районе -2.3 - так называемые миллисекундные пульсары - и в районе -0.3 - обычные пульсары.

Также наблюдается менее многочисленная группа пульсаров с максимумом при $\log(P_0) = -1.5$. Вероятно, наличие такой промежуточной группы является причиной нечеткого разграничения между миллисекундными и обычными пульсарами.

В настоящей работе, как и в нашей статье [11], граница между миллисекундными и обычными пульсарами принимается при $\log(P_0) = -1.7$, что соответствует периоду $P_0 = 20$ миллисекунд.

На рис.2 представлены распределения по периоду пульсаров, находящихся в шаровых скоплениях (Gl. Clas.), пульсаров, испускающих гамма-излучение (гамма-пульсары - GRS), и рентгеновских пульсаров (XRS), находящихся в поле Галактики, соответственно.

На рис.2 видны существенные отличия в распределении отдельных групп пульсаров как между собой, так и по сравнению с распределением всех пульсаров, представленным на рис.1.

Распределение пульсаров с гамма-излучением (GRS) по периоду импульсов сильно отличается от остальных. На рисунке четко выделяются две группы: миллисекундные пульсары (157 из 301 так называемых GRS-пульсаров) с максимумом распределения при $\log(P_0) = -2.6$, и группа пульсаров с более

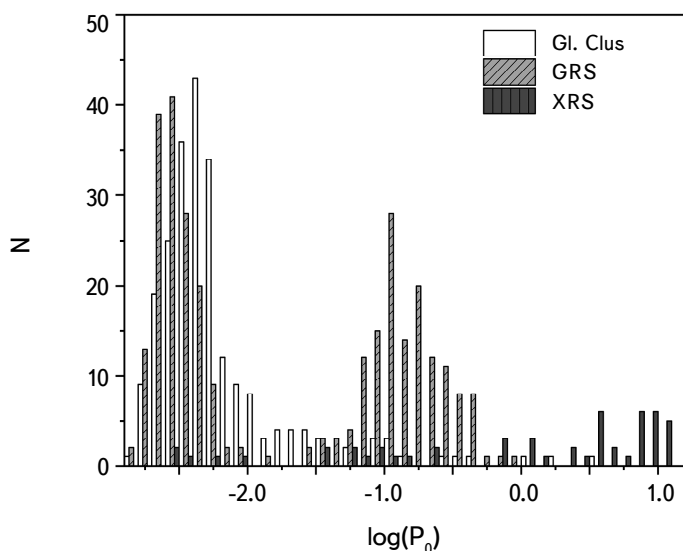


Рис.2. Распределение пульсаров разных типов по периоду импульсов.

длинными периодами с максимумом при $\log(P_0) = -1.0$.

Следует отметить, что распределение миллисекундных GRS-пульсаров значительно смещено в сторону меньших значений P_0 по сравнению с миллисекундными пульсарами, находящимися в шаровых скоплениях, и обычными миллисекундными пульсарами. Распределение GRS-пульсаров с большими периодами также существенно отличается от распределения нормальных пульсаров (рис.1). Достаточно сказать, что максимум распределения этих GRS-пульсаров приходится на $\log(P_0) = -1.0$, тогда как максимум нормальных пульсаров - на $\log(P_0) = -0.3$, и среди GRS-пульсаров практически нет объектов со значениями $\log(P_0) > -0.3$. Такое отличие распределения этих объектов трудно объяснить в рамках известных теорий образования пульсаров, но, несомненно, это связано с механизмом излучения в гамма-диапазоне. Отметим также, что в нашем списке содержится немного GRS-пульсаров, находящихся в шаровых скоплениях.

В галактических шаровых скоплениях (рис.2, Gl. Clus) преимущественно находятся миллисекундные пульсары. Из 229 пульсаров, находящихся в шаровых скоплениях, у 203 значение $\log(P_0) < -1.7$, т.е. $P_0 < 20$ миллисекунд. Максимум распределения соответствует $\log(P_0) = -2.3$, как и у миллисекундных пульсаров на рис.1. Надо отметить, что в последнее время появились новые свидетельства, показывающие, что упомянутая во *Введении* стандартная модель эволюции миллисекундных пульсаров не в состоянии объяснить происхождение всех этих объектов, находящихся в шаровых скоплениях и в более разреженных областях галактического поля.

На рис.2 также представлено распределение по $\log(P_0)$ для 52 рентгеновских пульсаров, находящихся в поле Галактики (рис.2, XRS). Из рисунка видно, что такие пульсары в основном имеют большие значения $\log(P_0)$: лишь 5 из 52 являются миллисекундными. В отличие от GRS-пульсаров (рис.2), среди которых практически нет объектов со значениями $\log(P_0) > -0.3$, у большинства рентгеновских пульсаров (35 из 52) $\log(P_0) > -0.3$. Следует отметить, что помимо упомянутых рентгеновских пульсаров, в шаровых скоплениях также обнаружены рентгеновские пульсары, почти все из которых (47 из 48) являются миллисекундными. Также среди GRS-пульсаров имеются 45 рентгеновских пульсаров. Из них 15 являются миллисекундными ($\log(P_0) < -1.7$), у остальных значения $\log(P_0)$ лежат в интервале от -1.32 до -0.33 . Таким образом, в используемом нами каталоге содержится в общей сложности 145 рентгеновских пульсаров, для которых также построено распределение по периоду импульсов (рис.3).

Из рисунка видно, что выделяется большая группа миллисекундных пульсаров, состоящая в основном из пульсаров шаровых скоплений и миллисекундных GRS-пульсаров. Распределение остальных пульсаров не демонстрирует ярко выраженных особенностей.

Следует обратить внимание на отсутствие пульсаров в интервале $-1.9 < \log(P_0) < -1.5$.

3. Распределение пульсаров в зависимости от расстояния от плоскости Галактики. В работе [11] показано, что распределение расстояний нормальных радиопулсаров от плоскости Галактики хорошо описывается

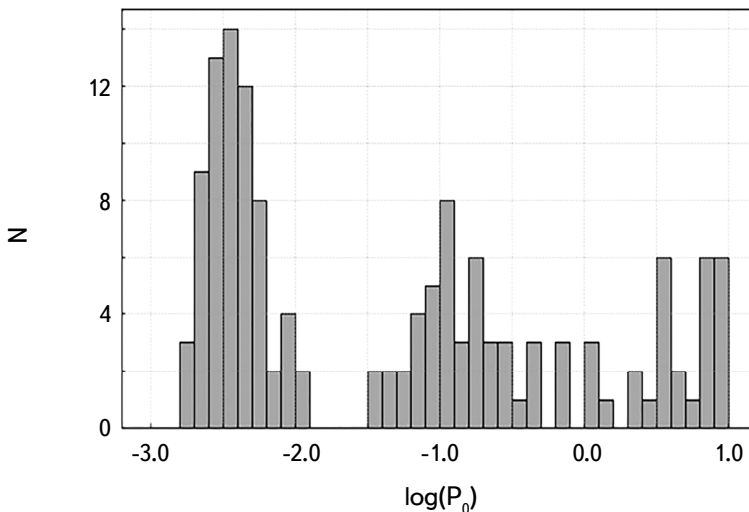


Рис.3. Распределение всех рентгеновских пульсаров по периоду импульсов.

экспоненциальной функцией, а характеристическое расстояние от плоскости увеличивается с возрастом пульсаров. Это объясняется тем, что, как предполагается, пульсары рождаются вблизи плоскости Галактики и удаляются от нее из-за скорости, полученной пульсаром при несимметричной вспышке сверхновой, в результате которой он образуется [12-14]. Изучение пространственного распределения пульсаров и их кинематических характеристик дает важную информацию об эволюции галактического населения пульсаров [15].

В настоящей работе этот вопрос рассматривается более детально - отдельно для вышеупомянутых групп пульсаров. Распределение расстояний пульсаров от плоскости Галактики Z представляется в виде функции Гаусса с параметрами среднего значения Z_0 и дисперсией σ , характеризующей ширину распределения пульсаров относительно плоскости Галактики. В дальнейшем σ будет называться характеристическим расстоянием от плоскости Галактики.

$$\sigma^2 = (\Sigma(Z - Z_0)^2) / (N - 1), \quad (7)$$

где Z_0 - среднее значение Z , а N - число использованных пульсаров.

На рис.4 и 5 приведены распределения расстояний пульсаров от плоскости Галактики Z в зависимости от возраста пульсаров $\log(\text{Age})$ для разных групп.

Из рис.4 видно, что расстояния нормальных радиопульсаров от плоскости Галактики увеличиваются с возрастом пульсаров до $\log(\text{Age}) = 8$, т.е. до возраста около 100 млн лет. Также видно, что при $\log(\text{Age})$, близком к 8, имеется некоторое количество пульсаров, которые, в отличие от большинства, находятся на довольно больших расстояниях от плоскости Галактики (для 90 пульсаров $|Z| > 3$ кпк).

Поведение распределения пульсаров на рис.4 в области больших значений возраста $\log(\text{Age}) > 8$ также трудно объяснить (характеристическое расстояние от плоскости Галактики начинает уменьшаться). Детальному изучению этих старых пульсаров и объектов с аномальными расстояниями от плоскости будет посвящена отдельная работа.

В табл.1 приведены значения характеристических расстояний у нормальных радиопульсаров от плоскости Галактики. При вычислении σ из рассмотрения были исключены пульсары, у которых расстояния от плоскости Галактики превышают 2 кпк, поскольку такие аномально большие значения, как уже отмечалось, в основном встречаются только у пульсаров с возрастом в несколько сотен млн лет и эти пульсары будут изучены отдельно. Среднее значение расстояний пульсаров от плоскости Галактики Z_0 составило 20 пк, т.е. пульсары распределены довольно симметрично относительно плоскости. При вычислении σ , приведенных в табл.1, использовалось это значение Z_0 .

Из табл.1 видно, что характеристические расстояния нормальных радиопульсаров от плоскости Галактики σ увеличиваются с возрастом пульсаров

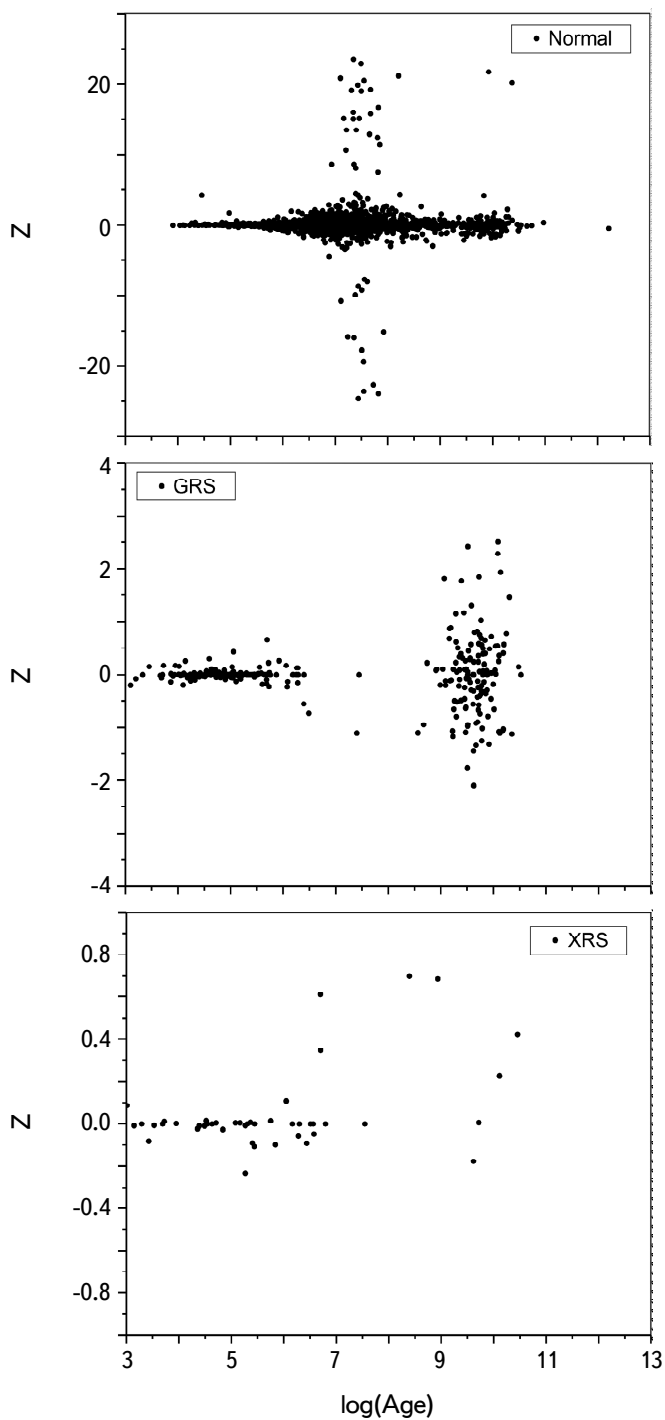


Рис.4. Распределение расстояний пульсаров от плоскости Галактики Z в зависимости от возраста $\log(\text{Age})$ для пульсаров разных типов.

Таблица 1

$T = \log(\text{Age})$	$0 < T \leq 6$	$6 < T \leq 7$	$7 < T \leq 8$	$8 < T \leq 9$	$9 < T$
Число N	349	789	589	229	87
Значение σ	0.203	0.497	0.679	0.536	0.592

до возрастов порядка 100 млн лет, что также подтверждается рис.4. Этот результат соответствует предположению, что пульсары рождаются вблизи плоскости Галактики и затем удаляются от нее из-за скорости, полученной при рождении в результате вспышки сверхновой звезды. Значения σ при возрастах свыше 100 млн лет не согласуются с этим предположением и, как уже было отмечено, данный вопрос требует отдельного изучения.

На рис.4 также представлено распределение расстояний GRS-пульсаров от плоскости Галактики в зависимости от возраста, как и на соответствующем распределении этих объектов по периоду (рис.2), выделяются две группы пульсаров с совершенно разными характеристиками. Следует отметить, что эти две группы, выделенные на рис.2 и 4, включают одни и те же пульсары.

Однако миллисекундные GRS-пульсары из левой части рис.2 - это старые пульсары, находящиеся в правой части рис.4, со средним значением $\log(\text{Age}) \approx 9.55$. Эти пульсары распределены в широком слое около плоскости Галактики толщиной порядка несколько килопарсек. Характеристическое расстояние у этих пульсаров от плоскости составляет около 600 парсек.

Группа же GRS-пульсаров с более длинными периодами (максимум распределения при $\log(P_0) = -1.0$, правая часть рис.2) представляет собой молодые пульсары (левая часть рис.4) со средним значением $\log(\text{Age}) \approx 5$. Эти пульсары находятся в тонком слое вблизи плоскости Галактики, и их характеристическое расстояние σ составляет около 130 пк.

Отметим, что при вычислении σ для GRS-пульсаров, а также для значений σ , приводимых далее, из рассмотрения исключались пульсары с $Z^2 > 3$, а в качестве среднего значения расстояния от плоскости Галактики принималось $Z_0 = 0$ пк, исходя из симметричного распределения пульсаров относительно плоскости.

Из рис.4 также видно, что рентгеновские XRS пульсары, находящиеся в поле Галактики, в большинстве своем являются относительно молодыми - их возраст менее 10 млн лет. Они сконцентрированы в очень тонком слое у плоскости Галактики. Пять миллисекундных рентгеновских пульсаров, находящихся в поле Галактики (правая часть рис.4 для XRS пульсаров), являются очень старыми. Среднее значение $\log(\text{Age})$ этих пульсаров - 9.77, т.е. почти 6 млрд лет.

Как уже отмечалось, рентгеновские пульсары также входят в состав галактических шаровых скоплений и в список GRS-пульсаров. В общей сложности в нашем списке 145 рентгеновских пульсаров, из которых 72 являются миллисекундными. Распределение миллисекундных рентгеновских пульсаров относительно плоскости Галактики в значительной степени определяется распределением шаровых скоплений, поскольку 46 из 72 таких пульсаров находятся в шаровых скоплениях.

Для остальных рентгеновских пульсаров с относительно большими периодами характеристическое расстояние σ составляет около 160 пк, а средний возраст - порядка 100 тысяч лет.

Из рис.5 видно, что пульсары, находящиеся в галактических шаровых скоплениях, в основном являются старыми - их возраст варьируется от 100 млн до нескольких млрд лет. Это соответствует сделанному выше выводу о старости миллисекундных GRS-пульсаров, поскольку пульсары в шаровых скоплениях также преимущественно являются миллисекундными.

Распределение пульсаров шаровых скоплений относительно плоскости Галактики здесь не рассматривается, так как оно определяется известным распределением самих шаровых скоплений в Галактике.

Следует также отметить, что в используемом нами списке пульсаров содержится 224 миллисекундных пульсара галактического поля, которые не излучают в гамма- или рентгеновском диапазонах, то есть не являются GRS-или XRS-пульсарами и не входят в шаровые скопления. Для них характеристическое расстояние σ составляет около 480 пк, а средний возраст -

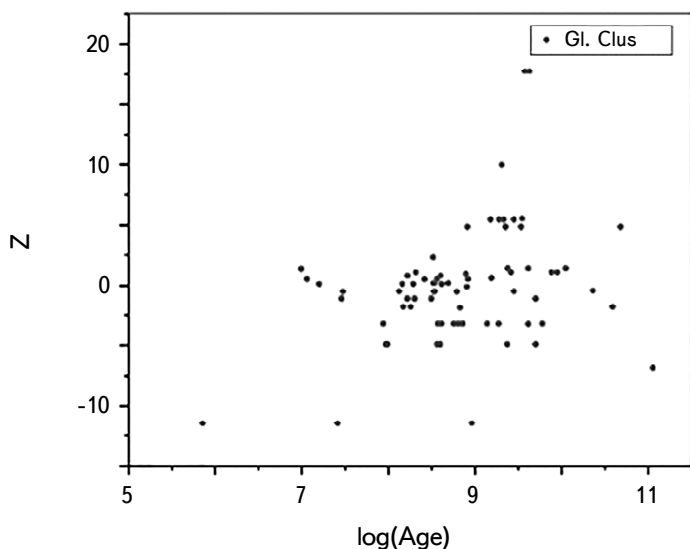


Рис.5. Распределение расстояний пульсаров от плоскости Галактики Z в зависимости от возраста для пульсаров, находящихся в шаровых скоплениях.

порядка 6 млрд лет, что сопоставимо со значениями для миллисекундных GRS- и XRS-пульсаров, а также пульсаров шаровых скоплений.

4. Заключение. В заключение приведем несколько важных результатов, полученных в настоящей работе.

Используя новые, более обширные данные, был подтвержден ранее полученный нами результат [11] о том, что характеристическое расстояние нормальных радиопульсаров от плоскости Галактики увеличивается с ростом их характеристического возраста.

Миллисекундные пульсары всех типов - включая пульсары, находящиеся в галактических шаровых скоплениях, миллисекундные пульсары, излучающие также в гамма- и рентгеновском диапазонах, и миллисекундные пульсары галактического поля, излучающие только в радиодиапазоне - являются очень старыми объектами со средними возрастами в несколько млрд лет. Они расположены в широком слое у плоскости Галактики, с характеристическим расстоянием у порядка 500 пк.

Существует также другая группа GRS-пульсаров с относительно большими периодами, которая значительно отличается от нормальных радиопульсаров. В то время как у нормальных радиопульсаров максимум распределения по периоду наблюдается при $\log(P_0) = -0.3$, у GRS-пульсаров с большими периодами максимум приходится на значительно меньшие значения - около при значении $\log(P_0) = -1.0$. В этой группе отсутствуют GRS-пульсары со значениями $\log(P_0) > -0.3$. Эти GRS-пульсары расположены в тонком слое вблизи плоскости Галактики, с характеристическим расстоянием у порядка 160 пк и средним возрастом около 100 тысяч лет.

Следует отметить, что с точки зрения понимания процессов образования и эволюции пульсаров крайне важно изучать различия (если таковые имеются) в распределении пульсаров различных типов в плоскости Галактики, а также их пространственные связи с галактическими рукавами и шаровыми скоплениями. Изучению этих вопросов будет посвящена отдельная работа.

Advanced Research Grant 21AG-1C053: Revelation of Early Stages of Galaxy Evolution by Means of MW Study of Active Galaxies.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. Амбарцумяна НАН РА,
e-mail: randreasyan@gmail.com

ON THE DISTRIBUTION OF DIFFERENT TYPES OF PULSARS IN THE GALAXY

R.R.ANDREASYAN, H.R.ANDREASYAN, G.M.PARONYAN,
A.G.SUKIASYAN

This work considers the spatial and period distributions of various types of pulsars. Based on the analysis of observational data for more than 3.800 pulsars, the following key results were obtained: The characteristic distance of normal radio pulsars from the Galactic plane increases with their characteristic age. Millisecond pulsars of all types - including those located in Galactic globular clusters, those emitting in the gamma-ray and X-ray ranges, and those in the Galactic field that emit only in the radio band - are found to be very old objects, with average characteristic ages of several billion years. These pulsars are distributed within a broad layer near the Galactic plane, with a characteristic distance σ of approximately 500 parsecs. A distinct group of GRS pulsars with relatively long periods significantly differs from normal radio pulsars. While the peak of the period distribution for normal radio pulsars lies around $\log(P_0) = -0.3$, the peak for GRS pulsars is shifted substantially to the left. These GRS pulsars are located in a thin layer close to the Galactic plane, with a characteristic distance σ of about 160 parsecs, and have an average age of roughly one hundred thousand years.

Keywords: *pulsars: pulsar distribution: x-ray pulsars*

ЛИТЕРАТУРА

1. *M.Kramer et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **342**, 1299, 2003.
2. *R.N.Manchester, G.B.Hobbs, A.Teoh et al.*, Astron. J., **129**, 1993, 2005.
3. *J.Xu, J.L.Han*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **486**, 4275, 2019.
4. *J.Xu, J.L.Han*, Astrophys. J., **966**, 240, 2024.
5. *R.R.Andreasyan, A.N.Makarov*, Astrophysics, **30**, 101, 1989.
6. *R.R.Andreasyan, E.A.Mikhailov, H.R.Andreasyan*, Astron. Rep., **64**, 189, 2020.
7. *D.Bhattacharya, E.P.J. van den Heuvel*, Phys. Rep., **203**(1-2), 1-124, 1991.
8. *D.R.Lorimer*, Living Reviews in Relativity, **11**, 8, 2008.
9. *M.A.Alpar, A.F.Cheng, M.A.Ruderman et al.*, Nature, **300**, 728, 1982.
10. *R.N.Manchester*, International Journal of Modern Physics D, **26**(03), 1730001, 2017.
11. *H.A.Andreasyan, R.R.Andreasyan, G.M.Paronyan*, Astrophysics, **59**, 57, 2016

12. *Z.Arzoumanian, D.F.Chernoff, J.M.Cordes*, *Astrophys. J.*, **568**, 289, 2002.
13. *V.Kapil, I.Mande, E.Berti et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **519**, 5893, 2023.
14. *T.G.Arshakyan*, *Astrophysics*, **37**, 143, 1994.
15. *D.R.Lorimer*, *IAU Symposium*, **291**, 237, 2013.

The full version of the article is available on the website of the journal "Astrophysics":
<https://link.springer.com/journal/10511>

LOW-FREQUENCY TYPE II RADIO BURSTS AND ASSOCIATED SOLAR FLARES, CORONAL HOLES, AND CMEs DURING 2001 TO 2015

N.MITTAL¹, V.VERMA²

Received 16 June 2025

Accepted 10 September 2025

We have analyzed 20 low-frequencies (LF) type-II radio bursts associated with solar coronal mass ejections (CMEs), coronal holes (CHs), and solar flares observed during the solar cycle 23 and solar cycle 24, which consist of the period of year 1997 to year 2015. A total number of 505 types-II radio bursts were observed during the above period out of which only 20 types II radio bursts have frequencies ≤ 1 MHz. The time duration of 20 LF type II bursts ranges from 5 min to 2020 min. On investigation of 17 type-II bursts associated CMEs, solar flares, and coronal holes we also found that 12 types-II burst related CMEs observed when there were CHs and solar flares within 10° and 5 type-II burst-associated CMEs found when there were CHs and solar flares within 30° , respectively. In this paper we have done statistical analysis of low frequency type II radio bursts and related solar phenomena. The LF type-II radio bursts start after the peak time of associated solar flares. In this paper each LF type-II radio burst and other related solar phenomena are seen and analyzed to understand the origin of LF type-II radio bursts from the Sun in the latest scenario of solar heliophysics.

Keywords: *Sun: Solar flares: coronal mass ejections: type II radio burst*

¹ Dept. of Science and Math, Maharshi Dayanand I. College, Meerut-250626, India, e-mail: nishantphysics@gmail.com

² Uttarakhand Space Application Center, Dehradun, Uttarakhand 248006, India, e-mail: vkvermadr@gmail.com

НИЗКОЧАСТОТНЫЕ РАДИОВСПЛЕСКИ ТИПА II И СВЯЗАННЫЕ С НИМИ СОЛНЕЧНЫЕ ВСПЫШКИ, КОРОНАЛЬНЫЕ ДЫРЫ И КВМ В ПЕРИОД С 2001 ПО 2015гг.

Н.МИТТАЛ¹, В.ВЕРМА²

Проанализированы 20 низкочастотных (LF) радиовсплесков типа II, связанных с корональными выбросами массы (СМЕ), корональными дырами (СН) и солнечными вспышками, наблюдавшимися в течение 23-го и 24-го солнечных циклов, которые охватывают период с 1997 по 2015гг. За указанный период было наблюденно в общей сложности 505 радиовсплесков типа II, из которых только 20 радиовсплесков типа II имели частоту ≤ 1 МГц. Продолжительность 20 низкочастотных всплесков типа II колебалась от 5 до 2020 мин. При исследовании 17 всплесков типа II, связанных с КВМ солнечными вспышками и корональными дырами, было обнаружено, что 12 всплесков типа II, связанных с КВМ, наблюдались при наличии КД и солнечных вспышек в пределах 10° , а 5 всплесков типа II, связанных с КВМ, наблюдались при наличии КД и солнечных вспышек в пределах 30° . В данной статье проведен статистический анализ низкочастотных радиовсплесков типа II и связанных с ними солнечных явлений. НЧ-радиовсплески типа II начинаются после пикового времени связанных с ними солнечных вспышек. В данной статье каждый НЧ-радиовсплеск типа II и другие связанные с ним солнечные явления рассматриваются и анализируются с целью понимания происхождения НЧ-радиовсплесков типа II от Солнца в последней версии сценария солнечной гелиофизики.

Ключевые слова: *Солнце: солнечные вспышки: корональные выбросы массы: радиовсплески типа II*

REFERENCES

1. *M.R.Kundu*, Solar Radio Astronomy, Interscience Publication, New York, 333, 1965.
2. *G.J.Nelson, D.B.Melrose*, Type II bursts, In Solar Radiophysics: Studies of emission from the sun at meter wavelengths, Cambridge and New York, Cambridge University Press, p.333, 1985.
3. *H.V.Cane*, Radio Astronomy at Long Wavelengths, tutorials and reviews from an AGU Chapman conference held Oct. 1998 in Paris, France. Geophysical Monograph Series, Vol. 119; Eds: R.G.Stone, K.W.Weiler, M.L.Goldstein, and J.-L.Bougerot. Washington, DC: American Geophysical Union, p.147, 2000.
4. *N.Gopalswamy, S.Yashiro, H.Xie et al.*, Astrophys. J., **674**, 560, 2008.
5. *N.Mittal, V.K.Verma*, New Astron., **50**, 60, 2017.
6. *N.Gopalswamy, S.Yashiro, M.L.Kaiser et al.*, J. of Geophys. Res., **106**(A12), 29219, 2001a.
7. *N.Gopalswamy, E.Aguilar-Rodriguez, S.Yashiro et al.*, J. of Geophys. Res., **110**, (A12), S07, 2005.
8. *A.Lara, N.Gopalswamy, S.Nunes et al.*, Geophysical Research Letters, **30**(12), SEP 4-1, 8016, 2003.
9. *N.Gopalswamy*, J. Astrophys. Astron., **27**, 243, 2006a.
10. *N.Gopalswamy*, Geophysical Research Letters, **30**, (12), SEP 1-1, CiteID 8013, 2003.
11. *E.W.Cliver, S.W.Kahler, D.V.Reames*, Astrophys. J., **605**(2), 902, 2004.
12. *N.R.Sheeley, R.A.Howard, D.J.Michels et al.*, Astrophys. J., **279**, 839, 1984.
13. *R.N.Shelke, M.C.Pande*, Bull Astr. Soc. India, **13**, 62, 1985.
14. *N.Gopalswamy, A.Lara, S.Yashiro et al.*, J. Geophys. Res., **106**, 29207, 2001b.
15. *E.Aguilar-Rodriguez, N.Gopalswamy, R.MacDowall et al.*, J. Geophys. Res., **110**(A12), A12S08, 2005.
16. *A.Shanmugaraju, Y.-J.Moon, B.Vrsnak*, Solar Physics, **254**(2), 297, 2009.
17. *N.Gopalswamy, H.Xie, S.Yashiro et al.*, Space Sci. Rev., **171**(1-4), 23, 2012a.
18. *N.Gopalswamy, P.Mäkelä, S.Akiyama et al.*, Journal of Geophysical Research, **117**(A08), CiteID: A08106, 2012b.
19. *V.K.Verma, M.C.Pande*, On the association between coronal mass ejections and coronal holes, in Proc. IAU Colloq. 104 "Solar and Stellar Flares" (Poster Papers), Stanford University, Stanford, USA, p.239, 1989.
20. *V.K.Verma*, Indian J. Radio & Space Phys., **21**, 64, 1992a.
21. *V.K.Verma*, Journal of Indian Geophysical Union, **2**, 65, 1998.
22. *V.K.Verma*, Coronal mass ejections: Relationship with solar flares and coronal holes, COSPAR Colloquia Series, Elsevier Science Ltd, **13**, 319, 2002.
23. *V.K.Verma, N.Mittal*, Astron. Lett., **45**, 164, 2019.
24. *V.K.Verma*, Indian J. Radio & Space Phys., **21**, 97, 1992b.

25. *V.K.Verma, N.Mittal, R.Chandra*, Open Astronomy, **29**(1), 81, 2020.
26. *V.Abramenko, V.Yurchyshyn, H.Watanabe*, Sol. Phys., **260**, 43, 2009.
27. *T.Rotter, A.M.Veronig, M.Temmer*, Sol. Phys., **281**, 793, 2012.
28. *R.J.Bray et al.*, In: Plasma Loops in the Solar Corona, Cambridge Univ. Press, Cambridge, p.29, 156, 256, 1991.
29. *D.E.McKenzie*, Signatures of reconnection in eruptive flares, COSPAR Colloquia Series 13, Elsevier Science Ltd, 155, 2002.
30. *N.Gopalswamy*, Low-Frequency Radio Bursts and Space Weather, Invited paper to the URSI Asia-Pacific Radio Science Conference in Seoul, August 21-25, 2016.
31. *G.E.Brueckner et al.*, Sol. Phys., **162**, 357, 1995.
32. *P.Mäkelä, N.Gopalswamy, S.Akiyama et al.*, Astrophys. J., **806**(1), article id. 13, 2015.
33. *N.Gopalswamy*, "Coronal mass ejections and Type II bursts", In Solar Eruptions and Energetic Particles, N.Gopalswamy, R.Mewaldt, and J.Torsti, Eds., vol. 165 of *Geophysical Monograph Series*, The American Geophysical Union, p.207, 2006b.
34. *N.Mittal, U.Narain*, On some properties of coronal mass ejections in solar cycle 23, New Astronomy, **14**(3), 341, 2009.
35. *N.Mittal, V.K.Verma*, Studies of Geomagnetic Storms associated Solar Activity Phenomena observed during 1996-2009, Acta Astronautica, **121C**, 179, 2016.
36. *N.Mittal, V.K.Verma*, On some characteristics of large energy Coronal Mass Ejections during 1996-2015, New Astronomy, **63**, 06, 2018.

The full version of the article is available on the website of the journal "Astrophysics":
<https://link.springer.com/journal/10511>

TEMPERATURE EFFECTS IN THE PROTO NEUTRON STAR PHASE OF PSR J0740+6620

XIAN-FENG ZHAO¹, WEN-BO DING², BIN TANG³

Received 4 July 2025

Accepted 10 September 2025

Temperature effect in proto neutron star (PNS) PSR J0740+6620 is studied by using relativistic mean field theory and considering baryon octet. The nucleon coupling constant is chosen as GM1, and the temperature of the PNS is set as $T = 7, 14, 21, 28, 35$ MeV, respectively. Our results show that under the constraint of mass $M = 2.08 M_{\odot}$ of the PNS PSR J0740+6620, the radius R increases with increasing temperature T . With respect to the same baryon density ρ , the field strength of mesons σ , ω , ρ and the chemical potential of neutrons μ_n decrease while the field strength of σ^* and ϕ increase with the increase of temperature T . The chemical potential of electron μ_e increases when the baryon density is less than $\rho = 0.3 \text{ fm}^{-3}$, but decreases when the baryon density is greater than $\rho = 0.3 \text{ fm}^{-3}$, companying with the increase of temperature T . Relative to the same baryon density ρ , the relative density of neutrons decreases while those of proton, Λ , Σ^+ , Σ^0 , Σ^- , Ξ^0 , and Ξ^- all increases with increasing temperature T . The central relative densities of neutrons decrease, while those of protons, hyperons Σ^+ , Σ^0 , Σ^- , Ξ^0 , and Ξ^- all increase with increasing temperature T . As for the relative density of hyperon Λ , it increases firstly, reaching a maximum value when the temperature is about $T = 20$ MeV, and then decreases with the increase of temperature T .

Keywords: *baryon: relativistic mean field theory: neutron star*

¹ School of Sciences, Southwest Petroleum University, Chengdu 610500, China, e-mail: zhaopioneer.student@sina.com

² College of Physics and Electronic Information Engineering, Guangxi Minzu Normal University, Chongzuo 532200, China, e-mail: dingwenbo1980@163.com

³ School of Sciences, Southwest Petroleum University, Chengdu 610500, China, e-mail: atangbin@126.com

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПРОТО-НЕЙТРОННУЮ ЗВЕЗДУ PSR J0740+6620

СЯНЬ-ФЭН ЧЖАО¹, ВЭНЬ-БО ДИН², БИН ТАН³

Влияние температуры на прото-нейтронную звезду (PNS) PSR J0740+6620 изучается с помощью релятивистской теории среднего поля и с учетом октава барионов. В качестве константы связи нуклонов выбрано GM1, а температура PNS установлена на уровне $T=7, 14, 21, 28, 35$ МэВ соответственно. Наши результаты показывают, что при ограничении массы $M = 2.08 M_{\odot}$ PNS PSR J0740+6620 радиус R увеличивается с ростом температуры T . При одинаковой плотности барионов ρ напряженность поля мезонов σ , ω , ρ и химический потенциал нейтронов μ_n уменьшаются, а напряженность поля σ^* и ϕ увеличивается с ростом температуры T . Химический потенциал электрона не увеличивается, когда плотность барионов меньше $\rho = 0.3 \text{ фм}^{-3}$, но уменьшается, когда плотность барионов больше $\rho = 0.3 \text{ фм}^{-3}$, сопровождаясь увеличением температуры T . При одинаковой плотности барионов ρ относительная плотность нейтронов уменьшается, а плотность протонов, Λ , Σ^+ , Σ^0 , Σ^- , Ξ^0 , и Ξ^- увеличивается с ростом температуры T . Центральные относительные плотности нейтронов уменьшаются, а плотность протонов, гиперонов Σ^+ , Σ^0 , Σ^- , Ξ^0 , и Ξ^- увеличивается с ростом температуры T . Что касается относительной плотности гиперонов Λ , то она сначала увеличивается, достигая максимального значения при температуре около $T=20$ МэВ, а затем уменьшается с увеличением температуры T .

Ключевые слова: *барион: релятивистская теория среднего поля: нейтронная звезда*

REFERENCES

1. *W.B.Ding, M.D.Cai, A.H.Chan et al.*, Int. J. Mod. Phys. A, **37**, 2250034, 2022.
2. *X.L.Mu, H.Y.Jia, Z.Zhou et al.*, Astrophys. J., **846**, 140, 2017.
3. *Y.X.Li, H.Y.Chen, D.H.Wen et al.*, Eur. Phys. J. A, **57**, 31, 2021.
4. *Z.F.Gao, N.Wang, H.Shan et al.*, Astrophys. J., **849**, 19, 2017.
5. *Z.L.Deng, Z.F.Gao, X.D.Li et al.*, Astrophys. J., **892**, 4, 2020.
6. *P.B.Demorest, T.Pennucci, S.M.Ransom et al.*, Nature, **467**, 1081, 2010.
7. *E.Fonseca, T.T.Pennucci, J.A.Ellis et al.*, Astrophys. J., **832**, 167, 2016.
8. *J.Antoniadis, P.C.C.Freire, N.Wex et al.*, Science, **340**, 448, 2013.
9. *H.T.Cromartie, E.Fonseca, S.M.Ransom et al.*, Nat. Astron., **4**, 72, 2020.
10. *E.Fonseca, H.T.Cromartie, T.T.Pennucci et al.*, Astrophys. J. Lett., **915**, L12, 2021.
11. *M.C.Miller, F.K.Lamb, A.J.Dittmann et al.*, Astrophys. J. Lett., **918**, L28, 2021.
12. *R.W.Romani, D.Kandel, A.V.Filippenko et al.*, Astrophys. J. Lett., **934**, L17, 2022.
13. *P.Routaray, A.Quddus, K.Chakravarti et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **525**, 5492, 2023.
14. *C.J.Xia, W.J.Xie, M.Bakhiet*, Phys. Rev. D, **110**, 114009, 2024.
15. *A.Issifu, D.P.Menezes, Z.Rezaei et al.*, J. Cosmol Astropart P, **2025**, 024, 2025.
16. *A.Burrows, J.M.Lattier*, Astrophys., **307**, 178, 1986.
17. *N.K.Glendenning*, Phys. Lett. B, **185**, 275, 1987.
18. *N.K.Glendenning*, Nucl. Phys. A, **469**, 600, 1987.
19. *X.F.Zhao, R.Huang, J.L.Huo*, Int. J. Mod. Phys. D, **31**, 2250062, 2022.
20. *X.F.Zhao, T.P.Liu*, Eur. Phys. J. C, **82**, 682, 2022.
21. *X.F.Zhao*, Int. J. Mod. Phys. E, **31**, 2250101, 2022.
22. *S.G.Zhou*, Phys. Scr., **91**, 063008, 2016.
23. *N.K.Glendenning*, Compact Stars: Nuclear Physics, Particle Physics, and General Relativity, Springer-Verlag, New York, Inc, 1997.
24. *J.Schaffner, C.B.Dover, A.Gal et al.*, Ann. Phys., **235**, 35, 1994.
25. *R.C.Tolman*, Phys. Rev., **55**, 364, 1939.
26. *J.R.Oppenheimer, G.M.Volkoff*, Phys. Rev., **55**, 374, 1939.
27. *S.J.Lee et al.*, Phys. Rev. Lett., **57**, 2916, 1986.
28. *N.K.Glendenning*, Astrophys. J., **293**, 470, 1985.
29. *N.K.Glendenning, S.A.Moszkowski*, Phys. Rev. Lett., **67**, 2414, 1991.
30. *B.G.Todd-Rutel, J.Piekarewicz*, Phys. Rev. Lett., **95**, 122501, 2005.
31. *T.Laura, C.Mario, R.Angels*, Publ. Astron. Soc. Aust., **34**, e065, 2017.
32. *X.F.Zhao*, Int. J. Theor. Phys., **58**, 1060, 2019.
33. *J.Schaffner-Bielich, A.Gal*, Phys. Rev. C, **62**, 034311, 2000.
34. *S.Weissenborn, D.Chatterjee, J.Schaffner-Bielich*, Nucl. Phys. A, **881**, 62, 2012.
35. *A.Gal, E.V.Hungerford, D.J.Millener*, Rev. Mod. Phys., **88**, 035004, 2016.
36. *C.J.Batty, E.Friedman, A.Gal*, Phys. Rep., **287**, 385, 1997.
37. *T.Harada, Y.Hirabayashi, A.Umeya*, Phys. Lett. B, **690**, 363, 2010.
38. *J.Schaffner, I.N.Mishustin*, Phys. Rev. C, **53**, 1416, 1996.

О КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ ВАРИАЦИЯХ ПРОИЗВОДНОЙ ПЕРИОДА ПУЛЬСАРОВ

К.М.ШАХАБАСЯН

Поступила 12 мая 2025

Принята к печати 10 сентября 2025

Рассмотрены наблюдательные данные о квазипериодических вариациях производной периода пульсаров. Получены характерные радиусы сверхтекучих областей пульсаров в предположении, что эти вариации являются коллективными упругими колебаниями решетки сверхтекучих вихрей (колебания Ткаченко). Найденные значения радиусов сравнивались со значениями, полученными из наблюдений рентгеновских спутников NICER и XMM-Newton. Эти значения сравнивались также со значениями, следующими из уравнения состояния. Простая модель колебаний Ткаченко требует дальнейшего уточнения. Этот метод может быть использован для приближенной оценки радиусов у некоторых пульсаров.

Ключевые слова: пульсары: вариации производной периода: колебания Ткаченко

1. *Введение.* В работе [1] исследовались стабильность вращения и излучения 259 пульсаров, которые наблюдались 64-м радиотелескопом обсерватории Паркс в течение 30 лет. У 238 пульсаров были обнаружены значительные вариации производной периода. У 45 пульсаров из этой группы рассмотрены изменения во времени значений производных периода вращения и статистическим анализом этих изменений периодограммами Ломба-Скаргла были обнаружены квазипериодические колебания производной периода. Эта группа содержит также пульсары, квазипериодические колебания производной периода которых были обнаружены в работах [2,3].

Квазипериодические колебания наблюдались у пульсара PSR J1830-1059 (B1828-11) [4]. Одним из механизмов, объясняющих эти колебания, является свободная прецессия нейтронной звезды [5]. Однако прикрепление (пининг) сверхтекучих нейтронных вихревых нитей к коре звезды приводит к быстрому затуханию свободной прецессии нейтронной звезды [6,7].

Свободная прецессия вызывается также упругими напряжениями в коре нейтронной звезды. В этом случае имеется следующее соотношение между периодом пульсара P и периодом прецессии T : $P/T = 5 \cdot 10^{-9}$ [8]. Этому соотношению соответствуют периоды пульсаров, рассмотренные в работах [2,3]. Однако для всего количества пульсаров, рассмотренных в [1], выполняется следующее соотношение:

$$T = 10^{0.3 \pm 0.1} \text{ год} \left(\frac{P}{1\text{с}} \right)^{0.2 \pm 0.2}. \quad (1)$$

Свободная прецессия, следовательно, не объясняет квазипериодические колебания пульсаров.

Другой механизм обусловлен сверхтекучестью нейтронной жидкости. При вращении жидкости в "нре"-фазе возникает двумерная треугольная решетка квантованных вихревых нитей [9]. В этой решетке возможно возникновение коллективных упругих колебаний Ткаченко, в которых вихри совершают малые колебания около положений равновесия, оставаясь в то же время параллельными друг другу [10]. Эти колебания происходят в плоскости, перпендикулярной к оси вращения и приводят к распространению в решетке поперечной звуковой волны [10]. Незатухающее распространение этих волн приводит к изменению момента импульса жидкости и к периодическим изменениям периода и производной периода вращения. В работах [11-13] было показано, что периоды колебаний Ткаченко порядка ста дней и эти колебания могут объяснить наблюдавшиеся квазипериодические колебания PSR B0531+21 и PSR B1828-11.

Однако (1) согласуется с предложенным для волн Ткаченко соотношением

$$T \approx 1.4 \text{ год} \left(\frac{P}{1\text{с}} \right)^{1/2} (\lambda / 10^6 \text{ см}), \quad (2)$$

где длина волны осциллирующей области $2 \cdot 10^6 \text{ см}$ с 95% достоверностью [8]. Однако это совпадение в работе [1] считается случайным из-за разброса наблюдательных данных. Однако мы не считаем это совпадение случайным из-за внутренней структуры нейтронной звезды.

2. Внутренняя структура нейтронной звезды. В "Аеп"-фазе в интервале $4.6 \cdot 10^{11} < \rho < 1.6 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ свободные нейтроны образуют сверхтекучую жидкость с куперовскими парами типа 1S_0 . Из-за вращения звезды в этой жидкости возникает структура из параллельных оси вращения квантованных вихревых нитей. В "нре"-фазе, при плотностях $1.6 \cdot 10^{14} < \rho < 7.8 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$, нейтроны образуют анизотропную сверхтекучую жидкость, состоящую из 3P_2 куперовских пар [14], причем опять образуется система вихрей. Изменение типа спаривания вызвано тем, что 1S_0 -взаимодействие нейтронов при ядерной плотности становится отталкивательным и синглетное спаривание нарушается. Однако 3P_2 -тензорное взаимодействие приводит к притяжению и к триплетному спариванию.

В сверхплотном ядре звезды, при плотностях $\rho > 7.8 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$, возможно существование сверхпроводящего кваркового вещества в "CFL"-фазе, в которой спариваются безмассовые "u", "d" и "s"-кварки всех трех цветов [15]. Отметим,

что "CFL"-конденсат дикварков обладает как сверхпроводящими, так и сверхтекучими свойствами. Это обусловлено нарушением как локальных симметрий - цветовой $SU(3)_c$ и электромагнитной $U(1)_{EM}$, так и глобальных симметрий - ароматической $SU(3)_F$ и барионной $U(1)_B$. Поэтому естественно появление сингулярных решений: абелевых сверхтекучих $U(1)_B$ - вихревых нитей [16], абелевых "магнитных" вихревых нитей [17] и неабелевых полусверхтекучих вихревых нитей [18]. Полусверхтекучие вихревые нити обладают как свойствами сверхтекучих, так и свойствами "магнитных" вихревых нитей, и, в отличие от них, топологически устойчивы. В [19] было показано, что между двумя полусверхтекучими вихрями действует дальнедействующая сила отталкивания, и были сделаны выводы о возможности распада сверхтекучего $U(1)_B$ -вихря на три полусверхтекучих вихря, и о возможности существования устойчивой решетки этих вихрей. Полусверхтекучие вихри также динамически устойчивы, поскольку их квант циркуляции $\kappa = \pi\hbar/m_B$ в три раза меньше кванта циркуляции сверхтекучего $U(1)_B$ -вихря, а линейное натяжение (кинетическая энергия, приходящаяся на единицу длины) в 9 раз меньше линейного натяжения сверхтекучего $U(1)_B$ -вихря [20]. Отметим также, что абелевые магнитные вихревые нити также динамически неустойчивы, так как их квант циркуляции и поток магнитного поля в три раза больше соответствующих величин полусверхтекучих вихрей [20,21].

Появились новые наблюдательные данные о сверхтекучести нейтронных звезд. Наблюдалось заметное уменьшение эффективной поверхностной температуры молодой нейтронной звезды в остатке сверхновой Кассиопея А. Рождение этой звезды обусловлено исторической сверхновой SN 1680. Необходимая информация была получена в результате наблюдения Кассиопеи А с использованием орбитальной рентгеновской обсерватории Chandra. Анализ полученных данных показал, что с 1999г., когда была обнаружена эта звезда, ее температура снизилась на четыре процента [22]. Изменения температуры других нейтронных звезд происходят настолько медленно, что их невозможно зарегистрировать на небольших промежутках времени. Это уменьшение обусловлено усиленным излучением нейтрино в процессах образования и распада 3P_2 куперовских пар нейтронов. Новые данные позволили вычислить температуру перехода нейтронов звезды в Кассиопее А в сверхтекучее состояние. Одна группа заключила, что это произошло при температуре $5 \cdot 10^8$ К [22], а вторая - что температура перехода находится в пределах от $7 \div 9 \cdot 10^8$ К [23].

Другой возможной фазой в кварковом ядре звезды до недавнего времени предполагалась "2SC" фаза, состоящая из "2SC" конденсата "ud" дикварков. Считалось также, что в этой фазе сверхтекучесть кварковой материи отсутствует, поскольку $U(1)_B$ симметрия не нарушается [24]. Однако при переходе нейт-

ронного 3P_2 сверхтекучего конденсата в кварковую фазу образуется излишек "d" кварков, которые не могут спариваться с "u" кварками. Это приводит к образованию "dd" конденсата дикварков при больших плотностях барионов [25]. Это исследование привело к концепции непрерывного перехода адронной материи в плотную кварковую материю, обусловленную спариванием "d" кварков. Эта плотная кварковая фаза содержит "2SC" "BCS" конденсат дикварков "ud" и 3P_2 конденсат дикварков "dd", который обладает как сверхтекучестью, так и цветной сверхпроводимостью. Таким образом возникает новая "2SC + $\langle dd \rangle$ " фаза в кварковом ядре нейтронной звезды и 3P_2 нейтронная сверхтекучая фаза соединяется непрерывным образом с кварковой фазой [25]. Кварковые абелевые сверхтекучие $U(1)_B$ -вихревые нити "dd" конденсата распадаются на три неабелевые полусверхтекучие вихревые нити. Стабильными вихревыми нитями являются только неабелевые полусверхтекучие вихревые нити, которые являются сверхтекучими вихрями с дробной циркуляцией и с неабелевыми цветовыми магнитными потоками аналогичными с таковыми в "CFL" фазе [26].

Отметим, что квант циркуляции нейтронного 3P_2 -вихря "npe"-фазы равен кванту циркуляции нейтронного 1S_0 -вихря "Aen"-фазы и кванту циркуляции кварковых полусверхтекучих вихрей "CFL"-фазы и "2SC + $\langle dd \rangle$ "-фазы [27]. В [20,28] рассматривалось соединение на границе адронной и кварковой фаз нейтронных вихревых и кварковых полусверхтекучих вихревых нитей "CFL"-фазы, обусловленное равенством их квантов циркуляций. При этом обеспечивается непрерывность химического потенциала на границе этих фаз. На границе адронной и кварковой "2SC + $\langle dd \rangle$ "-фазы также соединяются нейтронные вихревые и кварковые полусверхтекучие вихревые нити "2SC + $\langle dd \rangle$ "-фазы. Отметим также, что в ядре нейтронной звезды, при плотности порядка $2\rho_0$ ($\rho_0 = 2.8 \cdot 10^{14}$ г/см³ - нормальная ядерная плотность), возможно образование Λ -гиперонов [29]. Притяжение между Λ -гиперонами приводит к образованию сверхтекучего конденсата 1S_0 -пар [30]. При вращении звезды в сверхтекучей гиперонной жидкости возникает решетка гиперонных вихревых нитей. Эти вихри на границе нейтронной и гиперонной фаз не соединяются ввиду различия их квантов циркуляции. Уравнение состояния, учитывающее наличие гиперонов в ядре нейтронной звезды, приводит к звездным конфигурациям с массой $M = 1.4 M_\odot$ и радиусом $R = 13$ км [31].

Радиус сверхтекучей области пульсара, в которой возникают колебания Ткаченко, определяется следующим образом [11]:

$$R = \frac{0.01812T}{\sqrt{P}}, \quad (3)$$

где T - период колебаний Ткаченко, P - период вращения пульсара. Выражение (3) радиуса сверхтекучей области получено в рамках гидродинамики несжи-

Таблица 1

ПУЛЬСАРЫ С ДВУМЯ ПЕРИОДАМИ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ
ВАРИАЦИЙ [1], ПЕРИОДЫ КОЛЕБАНИЙ И РАДИУСЫ
СВЕРХТЕКУЧИХ ОБЛАСТЕЙ

Пульсары PSR J	T_1 , сут	T_2 , сут	P , с	R , км
1136-5525	598	1141	0.3647	17.94
1243-6423	626	1203	0.388	18.29
1649-4653	1214	2541	0.557	29.47
1705-3950	157	314	0.3189	5.04
1830-1059	221	456	0.4050	6.29
1001-5507	511	1428	1.437	7.73
1056-6258	177	457	0.4224	4.93
1224-6407	427	747	0.22	11.9
1326-6700	232	437	0.543	5.7
1600-5751	477	739	0.194	19.63
1722-3712	105	148	0.2362	3.92

маемой сверхтекучей жидкости. При этом не учитывалось взаимодействие сверхтекучей и нормальной компонент. Не учитывалась также сферическая геометрия нейтронной звезды и возможный изгиб нейтронных вихревых нитей.

В табл.1 приведены наблюдавшиеся периоды квазипериодических колебаний T_1 и T_2 для 11 пульсаров из [1], периоды P вращения пульсаров и вычисленные по формуле (3) радиусы сверхтекучих областей. Как отмечалось в [1], вторые периоды квазипериодических колебаний T_2 первых 5 пульсаров табл.1 или равны $2T_1$, или приблизительно равны $2T_2$, т.е. являются вторыми гармониками. Для пульсаров PSRs: J1001-5507, J1056-6258, J1224-6407, J1326-6700, J1600-5751, J1722-3712 соотношения T_2/T_1 , соответственно равны: 14/5, 5/2, 7/4, 9/5, 3/2, 7/5.

В табл.2 приведены наблюдавшиеся периоды квазипериодических колебаний T , периоды P вращения пульсаров и вычисленные по формуле (3) радиусы сверхтекучих областей для 25 пульсаров из [1]. Мы определили в табл.2 радиусы пульсаров PSR B0940-55, PSR B1325-43 и PSR B1706-16, используя периоды квазипериодических колебаний, приведенные в [1]. Эти пульсары не рассматривались в табл.1 работы [1] из-за небольшой неточности местоположения во временной модели.

В табл.3 приведены периоды квазипериодических колебаний пульсаров PSR B0740-28, PSR B0919+06 и PSR B1839+09 из [2,32], пульсара PSR B1859+07 из [33] и пульсара PSR B2334+61 из [34], периоды P вращения пульсаров и вычисленные по формуле (3) радиусы сверхтекучих областей.

Таблица 2

**ПУЛЬСАРЫ С ОДНИМ ПЕРИОДОМ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ
ВАРИАЦИЙ [1], ПЕРИОДЫ КОЛЕБАНИЙ И РАДИУСЫ
СВЕРХТЕКУЧИХ ОБЛАСТЕЙ**

Пульсары PSR J(B)	T , сут	P , с	R , км
0614+2229(0611+22)	268	0.33	8.46
0729-1448	183	0.2516	6.63
0820-1350(0818-13)	1281	1.3	20.3
0942-5552(0940-55)	365	0.6643	8.11
J1048-5832(1046-58)	480	0.1236	24.7
1326-5859(1323-58)	1272	0.478	33.3
1327-6301(1323-627)	712	0.196	29.1
1328-4357(1325-43)	365	0.5327	9.11
1352-6803	508	0.6289	11.6
1418-3921	911	1.096	15.76
1513-5908(1509-58)	307	0.1516	14.29
1514-5925	258	0.1488	12.1
1626-4807	277	0.2939	9.26
1637-4642	187	0.1540	8.64
J1645-0317(1642-03)	1216	0.3876	35
1709-1640(1706-16)	359	0.653	8.13
1722-3632	438	0.3991	12.56
1739-3023	235	0.1143	12.59
1752-2806(1749-28)	157	0.563	3.8
1801- 2154	170	0.3753	5.03
1829-1751(1826-17)	807	0.3071	26.3
1835-0944	524	0.1453	24.9
1853+0011	484	0.3978	13.8
2048-1616(2045-16)	1015	1.96	13.1
2346-0609	966	1.181	16.1

Пульсар В1859+07 наблюдался в течение 28 лет радиотелескопом Ловелл обсерватории Джодрел Бенк [33]. Были зафиксированы квазипериодические колебания с периодом 350 дней.

Квазипериодические колебания молодого пульсара PSR B2334+61 с периодом 364 дня начались после самого большого до сих пор наблюдаемого в 2005г. скачка угловой скорости с $\Delta\Omega/\Omega = 20.5 \cdot 10^{-6}$. В процессе релаксации наблюдались два экспоненциальных слагаемых с временными константами 21 и 147 дней [34]. Эта релаксация свидетельствует о сверхтекучести в недрах нейтронной звезды.

Рентгеновский спутник XMM-Newton зафиксировал мягкое рентгеновское излучение PSR B2334+61. Спектр имеет тепловой характер и хорошо аппроксимируется моделью нейтронной звезды с чисто водородной атмосферой, радиусом 13 км и магнитным полем 10^{13} G [35]. Эта величина магнитного

Таблица 3

ПУЛЬСАРЫ С ОДНИМ ПЕРИОДОМ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ
ВАРИАЦИЙ [2,32,33,34], ПЕРИОДЫ КОЛЕБАНИЙ И РАДИУСЫ
СВЕРХТЕКУЧИХ ОБЛАСТЕЙ

Пульсары PSR J(B)	T , сут	P , с	R , км
0742-2248(0740-28)	135	0.1667	5.99
0922+0638(0919+06)	580	0.4306	16
1841+0912(1839+09)	317	0.3813	9.3
1901+0717(1859+07)	350	0.6439	7.93
2337+6151(2334+61)	364	0.4953	9.3

поля получена в результате измерения периода и производной периода в диапазоне радиоволн. Температура, измеренная на земной поверхности $T_{eff}^{\infty} = 0.65 \cdot 10^6$ К [35]. Пульсар находится в остатке сверхновой SNR G114.3+0.3.

Современный анализ, основанный на теоретической ядерной физике, изучении столкновений тяжелых ионов и астрофизических наблюдениях, позволил прояснить в последние годы состояние вещества нейтронной звезды [36]. Радиус пульсара PSR J0740-6620 массой $2.08 M_{\odot}$ измерялся рентгеновскими спутниками NICER и XMM-Newton. Анализ результатов наблюдений в предположении излучения с поверхности пульсара привел к значениям $R = 13.7^{+2.6}_{-1.5}$ км [37] и $R = 12.4^{+1.3}_{-1.0}$ км [38]. Используя результаты измерения радиуса пульсара PSR J0740-6620 в работе [39], для расчета нейтронной звезды применялась непараметрическая модель уравнения состояния, основанная на гауссовых процессах. Это уравнение состояния не связано со специфическими моделями ядра, описывает фазовые переходы, в том числе сильные фазовые переходы первого рода, и не содержит систематических ошибок, возникающих из-за конечного числа параметров. Это рассмотрение приводит к увеличению радиуса канонической нейтронной звезды массой $M = 1.4 M_{\odot}$, $R = 12.56^{+1.00}_{-1.07}$ км и к увеличению максимальной массы невращающейся звезды $M_{max} = 1.44^{+0.15}_{-0.14} M_{\odot}$ [39]. Анализ наблюдений спутником NICER пульсара PSR J0030+0451 привел к значениям $R = 13.02^{+1.24}_{-1.06}$ км, $M_{max} = 1.44^{+0.15}_{-0.14} M_{\odot}$ с достоверностью 68% [40].

Кора нейтронной звезды состоит из внешней ("Ae"-фаза) и внутренней ("Aen"-фаза) частей. В "Ae"-фазе в интервале $10^4 < \rho < 4.6 \cdot 10^{11}$ г/см³ ядра ^{56}Fe образуют объемно центрированную кристаллическую решетку, создавая тем самым твердую внешнюю кору нейтронной звезды. В "Ae"-фазе имеется также вырожденный газ свободных электронов. Общая толщина коры - порядка одного километра. Таким образом радиус пульсара больше радиуса сверхтекучей области.

3. *Заключение.* У значительного количества пульсаров, рассмотренных в табл.1, 2 и 3, радиусы сверхтекучих областей, вычисленные по формуле (3), не превышают значение 13 км, определенное из рентгеновских наблюдений и следующее из различных моделей уравнений состояния. Более того, некоторые из них позволяют приблизительно определить радиус нейтронной звезды.

У ряда пульсаров, рассмотренных в табл.1 и 2, радиусы сверхтекучих областей, значительно превышают 13 км. Таким образом, рассмотренные выше наблюдательные данные не объясняют полученные посредством анализа периодов колебаний Ткаченко большие радиусы сверхтекучих областей. Следовательно, простая модель колебаний Ткаченко противоречит наблюдательным данным и требует дальнейшего уточнения. Пульсары же с меньшими значениями радиусов сверхтекучих областей могут иметь кварковые "CFL"-ядра, " $2SC + \langle dd \rangle$ " ядра, в которых возникают полусверхтекучие вихревые нити. Отметим, что метод анализа периодов колебаний Ткаченко дает возможность приближенно оценить значения радиусов у некоторых пульсаров. Этот метод свидетельствует о необходимости систематических наблюдений пульсаров в течение длительных промежутков времени.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: kshahabas@ysu.am

ON THE QUASI-PERIODIC VARIATIONS OF PERIOD DERIVATIVE OF PULSARS

K.M.SHAHABASYAN

Observed data about quasi-periodic variations of period derivative of pulsars is considered. Characteristic radii of superfluid regions of pulsars are derived under the assumption that these variations are collective elastic oscillations of the superfluid vortex lattice (Tkachenko oscillations). The found values of radii are compared with values derived from X-ray data NICER and XMM-Newton X-ray satellites. These values are also compared with the values, obtained from equation of state. Simple model of Tkachenko oscillations requires further clarification. This method can be used for the approximate evaluation of radii of some pulsars.

Keywords: *pulsars: variations of period derivative: Tkachenko oscillations*

ЛИТЕРАТУРА

1. *M.E.Lower et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **538**, 3104, 2025.
2. *A.G.Lyne, G.Hobbs, M.Kramer et al.*, Science, **323**, 408, 2010.
3. *M.Kerr, G.Hobbs et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **495**, 1845, 2016.
4. *I.H.Stairs, A.G.Lyne, S.L.Shemar*, Nature, **406**, 484, 2000.
5. *B.Link, R.I.Epstein*, Astrophys. J., **556**, L392, 2001.
6. *J.Shaham*, Astrophys. J., **214**, 251, 1977.
7. *A.Sedrakian, I.Wasserman, J.M.Cordes*, Astrophys. J., **524**, 341, 1999.
8. *D.I.Jones*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **420**, 2325, 2012.
9. *В.Л.Гинзбург, Д.А.Киржниц, Ж. Экспер. и Теор. Физ.*, **47**, 2006, 1964.
10. *В.К.Ткаченко*, Журнал эксперим. и теор. физ., **50**, 1573, 1966.
11. *M.Ruderman*, Nature, **225**, 619, 1970.
12. *J.Noronha, A.Sedrakian*, Phys. Rev., **D77**, 023008, 2008,
13. *М.К.Шахабасян*, Астрофизика, **52**, 165, 2009, (Astrophysics, **52**, 151, 2009).
14. *M.Hoffberg, A.E.Glassgold, R.W.Richardson et al.*, Phys. Rev. Lett., **24**, 775, 1970.
15. *M.Alford, K.Rajagopal, F.Wilczek*, Nucl. Phys., **B537**, 443, 1999.
16. *K.Iida, G.Baym*, Phys. Rev., **D66**, 014015, 2002.
17. *K.Iida*, Phys. Rev., **D71**, 054011, 2005.
18. *A.P.Balachandran, S.Digal, T.Matsuura*, Phys. Rev., **D73**, 074009, 2006.
19. *E.Nakano, M.Nitta, T.Matsuura*, Phys. Rev., **D78**, 045002, 2008.
20. *Д.М.Седракан, К.М.Шахабасян, Д.Блашке и др.*, Астрофизика, **51**, 633, 2008, (Astrophysics, **51**, 544, 2008).
21. *M.Eto, E.Nakano, M.Nitta*, Phys. Rev., **D80**, 125011, 2009.
22. *C.O.Heinke, W.C.G.Ho*, Astrophys. J., **719**, L167, 2010.
23. *D.Page, M.Prakash, J.M.Lattimer et al.*, Phys. Rev. Lett., **106**, 081101, 2011.
24. *G.Carter, D.Diakonov*, Phys. Rev., **D60**, 016004, 1999.
25. *Y.Fujimoto, K.Fukushima, W.Weise*, Phys. Rev., **D101**, 094009, 2020.

The full version of the article is available on the website of the journal "Astrophysics":
<https://link.springer.com/journal/10511>

THE SMOOTH BOUNCE: HOW ANISOTROPY AND $f(R, T)$ GRAVITY PRESERVE PERTURBATIONS IN A BIANCHI-V COSMOLOGY

S.SHARMA¹, K.SINGH², R.K.TIWARI³, S.K.TIWARI⁴, A.BEESHAM⁵

Received 2 July 2025

Accepted 10 September 2025

In this paper we have examined the Bianchi type-V model within the framework of linear model which is a special case of broader $f(R, T)$ gravity framework proposed by Harko et al. Here we have considered the $f(R, T) = R + 2\lambda T$ where λ is an arbitrary constant, R is the Ricci scalar, T is the trace of stress energy momentum tensor. To find the solution of field equations, we have assumed the condition that cosmic jerk parameter j is directly proportional to negative of deceleration parameter q , namely $j \propto -q$. Different cases of Hubble parameter H , spacial volume V , deceleration parameter q , energy density ρ , pressure of matter p and cosmological constant Λ are discussed. Also, we have discussed the physical and geometrical properties of the model. Our results match with the observations.

Keywords: *smooth bounce: anisotropy: $f(R, T)$ gravity: Bianchi-V cosmology*

^{1,2} Department of Mathematics, School of Chemical Engineering and Physical sciences,

Lovely Professional University, Phagwara, Punjab, India-144411,

e-mail: soniamathematics@yahoo.co.in kbgill1@gmail.com

³ Department of Mathematics, Govt Model Science College, Rewa, M.P., India-486001, e-mail: rishitiwari59@rediffmail.com

⁴ School of Studies in Mathematics, Vikram University, Ujjain, M.P., India-456010, e-mail: skt_tiwari75@yahoo.co.in

⁵ Department of Mathematical Sciences, University of Zululand, South Africa
 e-mail: abeesham@yahoo.com

ПЛАВНЫЙ ОТСКОК: КАК АНИЗОТРОПИЯ И ГРАВИТАЦИЯ $f(R,T)$ СОХРАНЯЮТ ВОЗМУЩЕНИЯ В КОСМОЛОГИИ БЬЯНКИ-V

С.ШАРМА¹, К.СИНГХ², Р.К.ТИВАРИ³, С.К.ТИВАРИ⁴, А.БИШАМ⁵

В работе рассмотрена модель Бьянки типа V в рамках линейной модели, которая является частным случаем более широкой гравитационной структуры $f(R,T)$, предложенной Харко и др. [4]. Здесь рассмотрена модель $f(R,T) = R + 2\lambda T$, где λ - произвольная постоянная, R - скаляр Риччи, T - след тензора энергии импульса напряжения. Чтобы найти решение полевых уравнений, было принято условие, что параметр космического рывка j прямо пропорционален отрицательной величине параметра замедления q , а именно ($j \propto -q$). Обсуждаются различные случаи параметра Хаббла H , пространственного объема V , параметра замедления q , плотности энергии ρ , давления материи p и космологической постоянной Λ . Также обсуждаются физические и геометрические свойства модели. Полученные результаты совпадают с наблюдениями.

Ключевые слова: *плавный отскок; анизотропия; $f(R,T)$ гравитация; космология Бьянки-V*

REFERENCES

1. *A.G.Riess et al.*, *Astron. J.*, **116**, 1009, 1998.
2. *S.Perlmutter et al.*, *Astrophys. J.*, **517**, 565, 1999.
3. Planck Collaboration, *Astron. Astrophys.*, 641, A6, 2020.
4. *T.Harko et al.*, *Phys. Rev. D*, **84**, 024020, 2011.
5. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, *Phys. Rep.*, **505**, 59, 2011.
6. *K.S.Adhav*, *Astrophys. Space Sci.*, **339**, 365, 2012.
7. *R.Chaubey, A.K.Shukla*, *Astrophys. Space Sci.*, **343**, 415, 2013.
8. *D.R.K.Reddy et al.*, *Int. J. Theor. Phys.*, **51**, 3222, 2012.
9. *D.R.K.Reddy et al.*, *Astrophys. Space Sci.*, **342**, 249, 2012.
10. *D.R.K.Reddy et al.*, *Int. J. Theor. Phys.*, **52**, 239, 2013.
11. *G.C.Samanta*, *Int. J. Theor. Phys.*, **52**, 2303, 2013.
12. *R.K.Tiwari et al.*, *Int. J. Geom. Methods Mod. Phys.*, **15**, 1850115, 2018.
13. *R.K.Tiwari et al.*, *Astrophys. Space Sci.*, **362**, 143, 2017.
14. *R.K.Tiwari, A.Beesham*, *Astrophys. Space Sci.*, **363**, 234, 2018.
15. *R.K.Tiwari et al.*, *Grav. Cosmol.*, **28**, 196, 2022.
16. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, *Phys. Rev. D*, **74**, 086005, 2006.
17. *S.Capozziello et al.*, *Phys. Lett. B*, **664**, 12, 2008.
18. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, *arXiv*, 0807.0685, 2008.
19. *A. De Felice, S.Tsujikawa*, *Living Rev. Relativ.*, **13**, 3, 2010.
20. *S.K.Tripathy, B.Mishra*, *Eur. Phys. J. Plus*, **131**, 273, 2016.
21. *A.S.Agrawal et al.*, *Chin. J. Phys.*, **71**, 333, 2021.
22. *M.Bouhmadi-Lypez et al.*, *Phys. Rev. D*, **84**, 083508, 2011.
23. *A.Bargach et al.*, *Nucl. Phys. B*, **940**, 10, 2019.
24. *S.Weinberg*, *Rev. Mod. Phys.*, **61**, 1, 1989.
25. *E.J.Copeland et al.*, *Int. J. Mod. Phys. D*, **15**, 1753, 2006.
26. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, *Gen. Relativ. Gravit.*, **38**, 1285, 2006.
27. *S.Nojiri et al.*, *Phys. Lett. B*, **825**, 136844, 2022.
28. *S.Nojiri et al.*, *Phys. Rev. D*, **102**, 023540, 2020.
29. *S.Nojiri et al.*, *Symmetry*, **13**, 928, 2021.
30. *S.Nojiri et al.*, *Phys. Lett. B*, **831**, 137189, 2022.
31. *A.Sen*, *JHEP*, **07**, 065, 2002.
32. *Z.Bouabdallaoui et al.*, *Phys. Rev. D*, **94**, 123508, 2016.
33. *T.Chiba*, *Phys. Rev. D*, **66**, 063514, 2002.
34. *Z.K.Guo et al.*, *Phys. Lett. B*, **608**, 177, 2005.
35. *M.Sami, T.Padmanabhan*, *Phys. Rev. D*, **67**, 083509, 2003.
36. *R.R.Caldwell et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 071301, 2003.
37. *A.Bouali et al.*, *Phys. Dark Universe*, **26**, 100391, 2019.
38. *A.Bouali et al.*, *Phys. Dark Universe*, **34**, 100907, 2021.
39. *S.Dahmani et al.*, *arXiv*, 2301.04200, 2023.
40. *D.Mhamdi et al.*, *Gen. Relativ. Gravit.*, **55**, 125, 2023.

41. *R.K.Tiwari et al.*, *Astrophys.*, **571**, 95, 2025.
42. *M.Visser*, *Gen. Relativ. Gravit.*, **37**, 1541, 2005.
43. *R.K.Tiwari et al.*, *Int. J. Geom. Methods Mod. Phys.*, **15**, 1850189, 2018.
44. *N.J.Poplawski*, *Phys. Lett. B*, **640**, 135, 2006.
45. *S.Nojiri et al.*, *Phys. Dark Univ.*, **35**, 100984, 2022.

The full version of the article is available on the website of the journal "Astrophysics":
<https://link.springer.com/journal/10511>

VISCOUS CHAPLYGIN GAS IN $f(G)$ THEORY OF GRAVITY

S.P.HATKAR¹, P.A.AGRE², D.P.TADAS³, S.D.KATORE⁴, D.D.PAWAR⁵

Received 12 March 2025

Accepted 10 September 2025

In this paper, we have considered Friedmann-Robertson-Walker space-time in the context of $f(G)$ theory of gravitation. The viscosity in presence of Chaplygin gas is taken as source of matter. Field equations are solved by using linearly varying deceleration parameter. Statefinder diagnostic pair $\{r, s\}$ is also investigated. It is found that the model is stable.

Keyword: *FRW space time: viscosity: Chaplygin gas: $f(G)$ gravity*

¹ Department of Mathematics, A.E.S. Arts, Commerce and Science College, Hingoli-431513, India

² Department of Mathematics, K.J.Somaiya College of Science and Commerce, Mumbai, India

³ Department of Mathematics, Toshniwal Arts, Commerce and Science College, Sengaon-431542, India, e-mail: dtadas144@rediffmail.com

⁴ Department of Mathematics, Sant Gadge Baba Amravati University Amravati-444602, India

⁵ School of Mathematical Sciences, S.R.T.M. University Nanded-431606, India

ВЯЗКИЙ ГАЗ ЧАПЛЫГИНА В ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ $f(G)$

С.П.ХАТКАР¹, П.А.АГРЕ², Д.П.ТАДАС³, С.Д.КАТОРЕ⁴, Д.Д.ПАВАР⁵

В данной работе рассмотрено пространство-время Фридмана-Робертсона-Уокера в контексте теории гравитации $f(G)$. Вязкость в присутствии газа Чаплыгина принимается в качестве источника материи. Уравнения поля решаются с использованием линейно изменяющегося параметра замедления. Также исследуется диагностическая пара состояния (r, s) . Установлено, что модель является стабильной.

Ключевые слова: *пространство-время Фридмана-Робертсона-Уокера: вязкость: газ Чаплыгина: гравитация $f(G)$*

REFERENCES

1. *H.A.Buchdahl*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **150**, 1-8, 1970.
2. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, Phys. Lett. B, **631**, 1-6, 2005.
3. *R.Ferraro, F.Fiorini*, Phys. Rev. D, **75**, 084031, 2007.
4. *A. De Felice, S.Tsujikawa*, Living Reviews in Relativity, **13**, 1-161, 2010.
5. *E.V.Linder*, Phys. Rev. D, **81**, 127301, 2010.
6. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, Phys. Rep., **505**, 59-144, 2011.
7. *T.Harko, F.S.N.Lobo, S.Nojiri et al.*, Phys. Rev. D, **84**, 024020, 2011.
8. *M.J.S.Houndjo*, International Journal of Modern Physics D, **21**, 1250003, 2012.
9. *K.Bamba, C.-Q.Geng, S.Nojiri et al.*, Europhysics Letters, **89**, 50003, 2010.
10. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, Phys. Rev. D, **68**, 123512, 2003.
11. *S.Nojiri, S.D.Odintsov, O.Gorbunova*, Journal of Physics A: Mathematical and General, **39**, 6627, 2006.
12. *S.Nojiri, S.D.Odintsov, V.K.Oikonomou*, Phys. Rev. D, **99**, 044050, 2019.
13. *S.Nojiri, S.Odintsov, V.Oikonomou et al.*, Nuclear Physics B, **973**, 115617, 2021.
14. *M.V. de S.Silva, M.E.Rodrigues*, The European Physical Journal C, **78**, 1-18, 2018.
15. *M.Farasat Shamir*, Astrophys. Space Sci., **361**, 147, 2016.
16. *S.Nojiri, S.Odintsov, V.Oikonomou*, Phys. Rep., **692**, 1-104, 2017. Modified Gravity Theories on a Nutshell: Inflation, Bounce and Late-time Evolution.
17. *S.D.Odintsov, V.K.Oikonomou, I.Giannakoudi et al.*, Symmetry, **15**, 9, 2023.
18. *K.Bamba, M.Ilyas, M.Bhatti et al.*, General Relativity and Gravitation, **49**, 1-17, 2017.
19. *A.Rastkar, M.Setare, F.Darabi*, Astrophys. Space Sci., **337**, 487, 2012.
20. *S.Carloni, J.P.Mimoso*, The European Physical Journal C, **77**, 1-10, 2017.
21. *B.D.Normann, I.Brevik*, Modern Physics Letters A, **32**, 1750026, 2017.
22. *D.Reddy, R.Bhuvana Vijaya, T.Vidya Sagar et al.*, Astrophys. Space Sci., **350**, 375, 2014.
23. *M.V.Santhi, V.Rao, Y.Aditya*, Canadian Journal of Physics, **96**, 55, 2018.
24. *P.S.Debnath*, International Journal of Geometric Methods in Modern Physics, **16**, 1950005, 2019.
25. *A.Pradhan, A.Dixit, M.Zeyauddin*, International Journal of Geometric Methods in Modern Physics, **21**, 2450027, 2024.
26. *K.Bamba, S.Capozziello, S.Nojiri et al.*, Astrophys. Space Sci., **342**, 155, 2012.
27. *I.Brevik, O.Gron, J. de Haro et al.*, International Journal of Modern Physics D, **26**, 1730024, 2017.
28. *S.Chaplygin*, Sci. Ann. Moscow Imperial Univ. Phys-Math., **21**, 1-121, 1904. Trans. (in Russian), NACA, TM, 1063, 1944.
29. *S.Sahlu, J.Ntahompagaze, M.Elmasri et al.*, The European Physical Journal C, **79**, 1-31, 2019.
30. *S.Hatkar, G.Karhale, S.Katore*, Indian Journal of Physics, **96**, 3995, 2022.
31. *S.Sultana, S.Chattopadhyay*, Research in Astron. Astrophys., **23**, 065016, 2023.

32. *M.Sharif, R.Saleem*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **450**, 3802, 2015.
33. *G.Singh, B.K.Bishi, P.Sahoo*, Chinese Journal of Physics, **54**, 895, 2016.
34. *G.Khadekar, P.Kumar, S.Islam*, Astrophys. Astron., **40**, 40, 2019.
35. *A.Dixit, R.Zia, A.Pradhan*, Pramana, **94**, 1-11, 2020.
36. *H.Saadat, B.Pourhassan*, Astrophys. Space Sci., **343**, 783, 2013.
37. *H.Saadat, B.Pourhassan*, Astrophys. Space Sci., **344**, 237, 2013.
38. *A.K.Yadav, L.K.Sharma, B.Singh et al.*, New Astron., **78**, 101382, 2020.
39. *O.Akarsu, T.Dereli*, International Journal of Theoretical Physics, **51**, 612, 2012.
40. *M.Berman*, Nuovo Cimento B Serie, **74**, 182, 1983.
41. *M.S.Berman, F. de Mello Gomide*, General Relativity and Gravitation, **20**, 191, 1988.
42. *C.Singh, S.Kumar*, International Journal of Modern Physics D, **15**, 419, 2006.
43. *M.C.Bento, O.Bertolami, A.A.Sen*, Phys. Rev. D, **70**, 083519, 2004.
44. *C.Singh*, Pramana, **71**, 33, 2008.
45. *A.G.Riess, A.V.Filippenko, P.Challis et al.*, Astron. J., **116**, 1009, 1998.
46. *S.Perlmutter, G.Aldering, G.Goldhaber et al.*, Astrophys. J., **517**, 565, 1999.
47. *R.A.Knop, G.Aldering, R.Amanullah et al.*, Astrophys. J., **598**, 102, 2003.

The full version of the article is available on the website of the journal "Astrophysics":
<https://link.springer.com/journal/10511>

OBSERVATIONAL CONSTRAINING OF VISCOUS GHOST DARK ENERGY IN $f(R, T)$ GRAVITY

PINKI¹, K.DEVI², A.KUMAR³, P.KUMAR²

Received 30 April 2025

Accepted 10 September 2025

In the context of $f(R, T)$ theory, we address the viscous ghost dark energy model for a homogeneous and isotropic flat universe. To talk about the universe's evolution, we derive the Hubble, deceleration, and effective equation of state parameters. We analyze the computed cosmological parameters in light of the model parameters' best fit values and limit the model parameters using the most recent cosmological observations. The deceleration parameter shows a smooth phase transition of the universe from decelerated to accelerated expansion. The universe remains in accelerating phase in future also which shows that dark energy will dominate the universe in future as well. We observe that effective equation of state in our model never cross the phantom divide line and approaches to Λ CDM model in the future. We observe current values of the Hubble parameter $H_0 = 66.567^{+1.151}_{-1.048}$ and $H_0 = 69.582^{+0.905}_{-0.813}$ for SNIa+OHD+SLS and SNIa+OHD+SH0ES, respectively. The estimated current ages of the universe are 15.13 Gyr for SNIa+OHD+SLS and 15.61 Gyr for the SNIa+OHD+SH0ES. We observe that the present model is able to resolve H_0 tension and age problem of the standard Λ CDM model. Further, we apply higher order geometric analysis namely statefinder jerk, snap, and lerk parameters to discriminate our model with existing DE models. The trajectories in $r-s$ and $r-q$ planes pass through Λ CDM model during the evolution but the overall evolution of the trajectories differs from any known dark energy model.

Keywords: *ghost dark energy: $f(R, T)$ theory: observational estimation: statefinder analysis*

¹ Department of Mathematics, Gandhi Memorial National College,
Ambala Cantt., Haryana, India

² Department of Mathematics, Maharaja Agrasen University,
Atal Shiksha Kunj, Kalujhanda, Solan, Himachal Pradesh - 174103, India

³ School of Technology Management & Engineering, Narsee Monjee Institute of
Management Studies, Chandigarh - 160014, India, e-mail: maths.ajy@gmail.com

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ ВЯЗКОЙ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ-ПРИЗРАКА В $f(R,T)$ ГРАВИТАЦИИ

ПИНКИ¹, К.ДЕВИ², А.КУМАР³, П.КУМАР²

В рамках теории $f(R, T)$ рассмотрена модель вязкой призрачной темной энергии для однородной и изотропной плоской Вселенной. Для описания эволюции Вселенной, получены параметры Хаббла, замедления и эффективное уравнение состояния. Мы анализируем вычисленные космологические параметры в свете наилучших значений параметров модели и ограничиваем параметры модели с помощью последних космологических наблюдений. Параметр замедления показывает плавный фазовый переход Вселенной от замедленного к ускоренному расширению. Вселенная остается в фазе ускорения и в будущем, что показывает, что темная энергия будет доминировать во Вселенной и в будущем. Видно, что эффективное уравнение состояния в нашей модели никогда не пересечет линию фантомного разделения и в будущем приблизится к Λ CDM -модели. Наблюдаемые текущие значения параметра Хаббла $H_0 = 66.567^{+1.151}_{-1.048}$ и $H_0 = 69.582^{+0.905}_{-0.813}$ для SNIa+OHD+SLS и SNIa+OHD+SH0ES, соответственно. Предполагаемый текущий возраст Вселенной составляет 15.13 Гг для SNIa+OHD+SLS и 15.61 Гг для SNIa+OHD+SH0ES. Видно также, что данная модель способна решить проблему напряжения H_0 и возраста стандартной Λ CDM -модели. Далее мы применяем геометрический анализ более высокого порядка, а именно параметры джерка, стана и лерки, чтобы отличить нашу модель от существующих моделей DE. Траектории в плоскостях $r-s$ и $r-q$ в процессе эволюции проходят через модель Λ CDM, но общая эволюция траекторий отличается от всех известных моделей темной энергии.

Ключевые слова: *призрачная темная энергия: теория $f(R, T)$: наблюдательная оценка: анализ определителя состояния*

REFERENCES

1. *A.G.Riess et al.*, *Aston. J.*, **116**, 1009, 1998.
2. *S.Perlmutter et al.*, *Nature*, **391**, 55, 1998.
3. *D.N.Spergel et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **170**, 377, 2007.
4. *M.Tegmark et al.*, *Phys. Rev. D*, **69**, 103501, 2004.
5. *N.Aghanim et al.*, *Astron. Astrophys.*, **641**, A6, 2020.
6. *E.J.Copeland, M.Sami, S.Tsujikawa*, *Int. J. Mod. Phys. D*, **15**, 1753, 2006.
7. *V.Sahni, A.Shafieloo, A.A.Starobinsky*, *Astrophys. J. Lett.*, **793**, L40, 2014.
8. *R.P.Gupta*, *Mon. Not. Rroy. Astron. Soc.*, **524**, 3385, 2023.
9. *M.A.Karim et al.*, *arXiv:2503.14738v2 [astro-ph.CO]*, 2025.
10. *C.Brans, R.H.Dicke*, *Phys. Rev.*, **124**, 925, 1961.
11. *K.Bamba, S.Nojiri, S.D.Odintsov*, *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, **0180**, 045, 2008.
12. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, *Phys. Rep.*, **505**, 59, 2011.
13. *S.Nojiri et al.*, *Phys. Rep.*, **692**, 1, 2017.
14. *A. De Felice, S.Tsujikawa*, *Phys. Rev. D*, **80**, 063516, 2009.
15. *E.Elizalde et al.*, *Class. Quantum Grav.*, **27**, 095007, 2010.
16. *T.Harko, F.S.N.Lobo*, *Eur. Phys. J. C*, **70**, 373, 2010.
17. *T.Harko et al.*, *Phys. Rev. D*, **8**, 024020, 2011.
18. *T.Harko*, *Phys. Rev. D*, **90**, 044067, 2014.
19. *C.P.Singh, V.Singh*, *Gen. Relativ. Gravit.*, **46**, 1696, 2014.
20. *P.K.Sahoo, B.Mishra, S.K.Tripathy*, *Ind. J. Phys.*, **90**, 485, 2016.
21. *S.Bhattacharjee et al.*, *Eur. Phys. J. Plus*, **135**, 576, 2020.
22. *F.Rajabia, K.Nozarib*, *Eur. Phys. J. C*, **81**, 247, 2021.
23. *G.Sardar, A.Bose, S.Chakraborty*, *Eur. Phys. J. C*, **83**, 41, 2023.
24. *N.R.Bertini, H.Velten*, *Phys. Rev. D*, **107**, 124005, 2023.
25. *A.Bouali et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **526**, 4192, 2023.
26. *K.Devi, A.Kumar, P.Kumar*, *Astrophys. Space Sci.*, **369**, 73, 2024.
27. *B.Ratra et al.*, *Phys. Rev. D*, **37**, 3406, 1988.
28. *C.Armendariz-Picon et al.*, *Phys. Rev. D*, **63**, 103510, 2001.
29. *T.Padmanabhan*, *Phys. Rev. D*, **66**, 021301, 2002.
30. *A.Sen*, *JHEP*, **207**, 065, 2002.
31. *S.Nojiri et al.*, *Phys. Lett. B*, **565**, 702, 2004.
32. *F.Piazza, S.Tsujikawa*, *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, **407**, 4, 2004.
33. *M.Li*, *Phys. Lett. B*, **657**, 228, 2007.
34. *H.Wei, R.G.Cai*, *Phys. Lett. B*, **660**, 113, 2008.
35. *E.N.Saridakis*, *Phys. Rev. D*, **102**, 123525, 2020.
36. *K.Devi, P.Kumar*, *Gen. Relativ. Gravit.*, **56**, 4, 2024.
37. *E.Witten*, *Nucl. Phys. B*, **156**, 269, 1979.
38. *G.Veneziano*, *Nucl. Phys. B*, **159**, 213, 1979.
39. *N.Ohta*, *Phys. Lett. B*, **695**, 41, 2011.
40. *H.Alavirid, A.Sheykhi*, *Phys. Lett. B*, **148**, 734, 2014.
41. *H.Hossienkhani, V.Fayaz*, *Astrophys. Space Sci.*, **362**, 55, 2017.

42. *E.Ebrahimi, A.Sheykhai*, Int. J. Mod. Phys. D, **20**, 2369, 2011.
43. *M.Abdollahi, A.Sheykhi*, AHEP, **362**, 2514927, 2018.
44. *K.Saaidi et al.*, Int. J. Mod. Phys. D, **21**, 1250057, 2012.
45. *M.Cruz, S.Lepe, G.E.Soto*, Phys. Rev. D, **106**, 103508, 2022.
46. *A.Avelino, U.Nucamendi*, J. Cosmol. Astropart. Phys., **04**, 06, 2009.
47. *C.J.Feng, X.Z.Li*, Phys. Lett. B, **680**, 355, 2009.
48. *P.Kumar, C.P.Singh*, Astrophys. Space Sci., **157**, 361, 2016.
49. *G.L.Murphy*, Phys. Rev. D, **8**, 4231, 1973.
50. *C.P.Singh, S.Kumar, A.Pradhan*, Class. Quantum Grav., **24**, 455, 2007.
51. *P.Kumar, C.P.Singh*, Astrophys. Space Sci., **357**, 120, 2015.
52. *K.Devi, P.Kumar*, Mod. Phys. Lett. A, **39**, 2450105, 2024.
53. *M.Cataldo, N.Cruz, S.Lepe*, Phys. Lett. B, **619**, 5, 2005.
54. *L.Sebastiani*, Eur. Phys. J. C, **69**, 547, 2010.
55. *K.Bamba et al.*, Astrophys. Space Sci., **342**, 155, 2012.
56. *I.Brevik et al.*, Int. J. Mod. Phys. D, **26**, 1730024, 2017.
57. *Pinki, P.Kumar, A.Beesham*, Eur. Phys. J. C, **82**, 143, 2022.
58. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, Int. J. Geom. Meth. Mod. Phys., **4**, 115, 2007.
59. *V.Sahni et al.*, JETP Lett., **77**, 201, 2003.
60. *C.Eckart*, Phys. Rev., **58**, 919, 1940.
61. *L.D.Landau, E.M.Lifshitz*, Fluid Mechanics, Butterworth Heineman, 1987.
62. *W.Israel, J.M.Stewart*, Proc. R. Soc. A, **365**, 43, 1979.
63. *D.M.Scolnic et al.*, Astrophys. J., **859**(2), 101, 2018.
64. *D.Brout et al.*, Astrophys. J., **938**(2), 110, 2022.
65. *D.M.Scolnic et al.*, Astrophys. J., **938**(2), 113, 2022.
66. *M.Moresco et al.*, J. Cosmol. Astropart. Phys., **08**, 006, 2012.
67. *S.Alam et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **470**, 2617, 2017.
68. *T.Delubac et al.*, Astron. Astrophys., **574**, A59, 2015.
69. *A.Font-Ribera et al.*, J. Cosmol. Astropart. Phys., **05**, 027, 2014.
70. *R.Narayan, M.Bartelmann*, Lectures on gravitational lensing. arXiv:9606001, 1996.
71. *M.H.Amante et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **498**, 6013, 2020, [arxiv: 1906.04107].
72. *M.J.Reid, D.W.Pesce, A.G.Riess*, Astrophys. J., **886**(2), L27, 2019.
73. *D.Foreman-Mackey et al.*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **125**, 306, 2013.
74. *G.S.Sharov, V.O.Vasiliev*, Math. Model. Geom., **6**(1), 1, 2018.
75. *A.G.Riess*, Astrophys. J. Lett., **943**, L2, 2022.
76. *C.J.Feng, X.Z.Li*, Phys. Lett. B, **680**, 355, 2009.
77. *E.Komatsu et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **180**, 330, 2009.
78. *L.Knox, N.Christensen, C.Skordis*, Astrophys. J., **563**, L95, 2001.
79. *E.Komatsu et al.*, Astrophys. J. Suppl., **192**, 18, 2011.
80. *U.Alam et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **344**, 1057, 2003.
81. *M.Visser*, Class. Quant. Grav., **21**, 2603, 2004.
82. *M.Visser*, Gen. Relativ. Gravit., **37**, 1541, 2005.

The full version of the article is available on the website of the journal "Astrophysics":
<https://link.springer.com/journal/10511>

RATE COEFFICIENTS FOR COLLISIONAL TRANSITIONS BETWEEN A LARGE NUMBER OF ROTATIONAL LEVELS OF DISILICON CARBIDE (SiCSi) COLLIDING WITH PARA- H_2 ($j = 0$)

S.CHANDRA

Received 26 May 2025

Accepted 10 September 2025

The SiCSi is considered as one of the important molecules responsible for the production of dust around the carbon-rich stars. First detection of the SiCSi has been in the envelope of red supergiant star IRC+10216. Cabrera-Gonzalez et al. (2023) have calculated collisional rate coefficients for the disilicon carbide (SiCSi) colliding with para- H_2 ($j = 0$), in the CC (Close-Coupling) approximation, between 31 rotational levels, having energy up to 23.844 cm^{-1} . Though the calculations are performed for the kinetic temperature of 50 K, but they are found useful for the calculations with the temperature up to 30 K. For more reliable analysis of the molecule and for large kinetic temperature in an object, the data for large number of levels are essentially required. Thus, one needs to extend the calculations for a large number of rotational levels. In the present investigation, the work of Cabrera-Gonzalez et al. (2023) has been extended for 78 rotational levels, having energy up to 61.746 cm^{-1} . The present calculations however have been performed in the CS (Coupled-States) approximation.

Keywords: *ISM: molecules: rotational levels: collisional rate coefficients: CS (Coupled-States) approximation*

Amity Centre for Astronomy & Astrophysics, Amity Institute of Applied
 Sciences, Amity University Uttar Pradesh, Sector-125, NOIDA 201313,
 India, e-mail: schandra2@amity.edu suresh492000@yahoo.co.in

**КОЭФФИЦИЕНТЫ СКОРОСТИ ДЛЯ
СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ МЕЖДУ
БОЛЬШИМ ЧИСЛОМ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ УРОВНЕЙ
КАРБИДА КРЕМНИЯ (SiCSi), СТАЛКИВАЮЩИХСЯ С
ПАРА-Н₂ (j = 0)**

С.ЧАНДРА

SiCSi рассматривается как одна из важных молекул, ответственных за образование пыли вокруг богатых углеродом звезд. Впервые SiCSi был обнаружен в оболочке красной сверхгигантской звезды IRC+10216. Кабрера-Гонсалес и др. (2023) рассчитали коэффициенты скорости столкновений для карбида кремния (SiCSi), сталкивающегося с пара-Н₂ (j=0), в приближении СС (Close-Coupling), между 31 вращательным уровнем, имеющим энергию до 23.844 см⁻¹. Хотя расчеты выполнены для кинетической температуры 50 К, они оказались полезными для расчетов с температурой до 30 К. Для более надежного анализа молекулы и для большой кинетической температуры в объекте существенно необходимы данные для большого числа уровней. Следовательно, необходимо расширить расчеты для большого числа вращательных уровней. В настоящем исследовании работа Кабреры-Гонсалеса и др. (2023) была расширена на 78 вращательных уровней с энергией до 61.746 см⁻¹. Однако настоящие расчеты выполнены в приближении CS (Coupled-States).

Ключевые слова: *ISM: молекулы: вращательные уровни: коэффициенты скорости столкновений: CS (Coupled-States)-приближение*

REFERENCES

1. *L.D.Cabrera-González, R.M.García-Vázquez, D.Páez-Hernández et al.*, Eur. Phys. J. D, **77**, 107, 2023.
2. *M.K.Sharma, M.Sharma, S.Chandra*, Some observations about the MOLSCAT, Comm. Theo. Phys., **64**, 731, 2015.
3. *J.M.Hutson, S.Green*, MOLSCAT computer code, version 14 (1994) distributed by Collaborative Computational Project No. 6 of the Engineering and Physical Sciences Research Council (UK), 1994.
4. *J.Cernicharo, M.C.McCarthy, C.A.Gottlieb et al.*, Astrophys. J. Lett., **806**, L3, 2015.
5. *M.C.McCarthy, J.H.Baraban, P.B.Changala et al.*, J. Phys. Chem. Lett., **6**, 2107, 2015.
6. *M.K.Sharma, S.Chandra*, Astrophys., **65**, 266, 2022.
7. *Z.Kisiel, J.Demaison et al.*, (Eds.), Kluwer, Dordrecht, 91, 2001.

The full version of the article is available on the website of the journal "Astrophysics":
<https://link.springer.com/journal/10511>

A NOVEL PARAMETRIZED DARK ENERGY MODEL IN A FLAT UNIVERSE

C.SIVAKUMAR

Received 30 May 2025

Accepted 10 September 2025

A novel dark energy model with an equation of state (EoS) given by: $\omega(z) = \omega_0 + \omega_1 z / (1 + \ln(1 + z))$ is proposed, which effectively captures the transition from deceleration to acceleration in the cosmic expansion. This model is motivated by recent observational measurements, all of which indicate a significant shift in the dynamics of the universe at intermediate redshifts ($z \approx 0.5$). By utilizing a logarithmic damping term, the model allows for a smooth, redshift-dependent transition between matter, dark energy, and radiation domination, and avoids the abrupt transitions often observed in simpler models. In particular, the parameters ω_0 and ω_1 govern the early and late-time evolution of the equation of state. ω_0 characterizes the late-time asymptotic behaviour, while ω_1 controls the rate of transition at intermediate redshifts. The model is further examined from multiple theoretical standpoints: we establish its correspondence with viscous and logotropic dark fluids, reconstruct its scalar field theoretical counterpart (quintessence-type), and derive the effective equation of state $\omega_{eff}(z)$, which confirms a smooth transition to an accelerating phase near $z \sim 0.5$. Furthermore, we perform a thermodynamic analysis to verify the validity of the generalized second law of thermodynamics (GSL) and ensure the model's stability. The speed of sound, which is essential for stability analysis, is computed and analysed to ensure it remains positive and stable across all redshifts, ensuring that the model adheres to physical constraints. We analysed the present model with updated observational Hubble parameter data from cosmic chronometers, performing a full chi-square minimization and model selection analysis using the Akaike Information Criterion (AIC). The resulting best-fit parameters indicate a close match with data, yielding a χ_{min} comparable to Λ CDM and CPL, and a ΔAIC that confirms the present model as a competitive phenomenological alternative within the current cosmological framework.

Keywords: *pressure parameter: dynamic dark energy: flat universe: deceleration parameter*

Department of Physics, Maharaja's College, Ernakulam (Affiliated to MG University, Kottayam), Kochi-682021, Kerala,
India, e-mail: sivakumar@maharajas.ac.in

НОВАЯ ПАРАМЕТРИЗОВАННАЯ МОДЕЛЬ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ В ПЛОСКОЙ ВСЕЛЕННОЙ

C.СИВАКУМАР

Предложена новая модель темной энергии с уравнением состояния (EoS) по формуле: $\omega(z) = \omega_0 + \omega_1 z / (1 + \ln(1 + z))$, которая эффективно фиксирует переход от замедления к ускорению в космическом расширении. Эта модель основана на недавних наблюдательных измерениях, которые указывают на значительный сдвиг в динамике Вселенной на промежуточных красных смещениях ($z \approx 0.5$). Используя логарифмический член затухания, модель позволяет обеспечить плавный, зависящий от красного смещения переход между материей, темной энергией и доминированием излучения, и позволяет избежать резких переходов, которые часто наблюдаются в более простых моделях. В частности, параметры ω_0 , ω_1 управляют ранней и поздней эволюцией уравнения состояния. ω_0 характеризует асимптотическое поведение в позднем времени, в то время как ω_1 контролирует скорость перехода на промежуточных красных смещениях. Далее модель рассматривается с нескольких теоретических точек зрения: устанавливается ее соответствие вязким и логотропным темным жидкостям, реконструируется ее теоретический аналог скалярного поля (типа квинтэссенции) и выводится эффективное уравнение состояния $\omega_{eff}(z)$, подтверждающее плавный переход в фазу ускорения вблизи $z \sim 0.5$. Кроме того, выполнен термодинамический анализ, чтобы проверить справедливость обобщенного второго закона термодинамики (GSL) и убедиться в стабильности модели. Скорость звука, которая имеет важное значение для анализа устойчивости, вычисляется и анализируется, чтобы убедиться, что она остается положительной и стабильной на всех красных смещениях, гарантируя, что модель соответствует физическим ограничениям. Настоящая модель проанализирована с обновленными данными о наблюдательных параметрах Хаббла от космических хронометров, выполнив полную минимизацию χ -квадрат и анализ выбора модели с использованием информационного критерия Акаике (AIC). Полученные параметры наилучшего соответствия указывают на близкое соответствие с данными, что дает χ_{min}^2 , сравнимое с Λ CDM и CPL, и ΔAIC , и подтверждает существующую модель как конкурентную феноменологическую альтернативу в рамках текущей космологической структуры.

Ключевые слова: *параметр давления: динамическая темная энергия: плоская Вселенная: параметр замедления*

REFERENCES

1. *A.G.Riess et al.*, *Astron. J.*, **116**, 1009, 1998.
2. *S.Perlmutter et al.*, *Astrophys. J.*, **517**, 565, 1999.
3. *D.N.Spergel et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **148**, 175, 2003.
4. *D.J.Eisenstein et al.*, *Astrophys. J.*, **633**, 560, 2005.
5. *F.Beutler, C.Blake, M.Colless et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **416**, 3017, 2011.
6. *M.Tegmark et al.*, *Phys. Rev. D*, **69**, 103501, 2004.
7. *L.Fu et al.*, *Astron. Astrophys.*, **479**, 9, 2008.
8. *J.Simon, L.Verde, R.Jimenez*, *Phys. Rev. D*, **71**, 123001, 2005.
9. *M.Moresco, L.Verde, L.Pozzetti et al.*, *JCAP*, **08**, 006, 2012.
10. *P.A.R.Ade et al.*, *Astron. Astrophys.*, **594**, A13, 2016.
11. *N.Aghanim et al.*, *Astron. Astrophys.*, **641**, A6, 2020.
12. *V.Sahni, A.Starobinsky*, *Int. J. Mod. Phys. D*, **9**, 373, 2000.
13. *S.Weinberg*, *Rev. Mod. Phys.*, **61**, 1, 1989.
14. *T.Padmanabhan*, *Phys. Rep.*, **380**, 235, 2003.
15. *P.J.Steinhardt*, *Critical Problems in Physics* (Princeton: Princeton Univ. Press), 1997.
16. *L.M.Krauss, M.S.Turner*, *Gen. Rel. Grav.*, **27**, 1137, 1995.
17. *A.Avelino, R.P.Kirshner*, *Astrophys. J.*, **828**, 35, 2016.
18. *C.Wetterich*, *Nucl. Phys. B*, **302**, 668, 1988.
19. *R.R.Caldwell, R.Dave, P.J.Steinhardt*, *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 1582, 1998.
20. *R.R.Caldwell*, *Phys. Lett. B*, **545**, 23, 2002.
21. *C.Armendariz-Picon, V.Mukhanov, P.J.Steinhardt*, *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 4438, 2000.
22. *T.Chiba, T.Okabe, M.Yamaguchi*, *Phys. Rev. D*, **62**, 023511, 2000.
23. *A.R.Liddle, R.J.Scherrer*, *Phys. Rev. D*, **59**, 023509, 1998.
24. *K.M.Naseeba, S.Nelleri, P.Navaneeth*, *Phys. Rev. D*, **109**, 063528, 2024.
25. *A.Y.Kamenshchik, U.Moschella, V.Pasquier*, *Phys. Lett. B*, **511**, 265, 2001.
26. *M.C.Bento, O.Bertolami, A.A.Sen*, *Phys. Rev. D*, **66**, 043507, 2002.
27. *H.Sandvik, M.Tegmark, M.Zaldarriaga et al.*, *Phys. Rev. D*, **69**, 123524, 2004.
28. *M.Chevallier, D.Polarski*, *Int. J. Mod. Phys. D*, **10**, 213, 2001.
29. *H.K.Jassal, J.S.Bagla, T.Padmanabhan*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc. Lett.*, **356**, L11, 2005.
30. *B.Wang, Y.Gong, E.Abdalla*, *Phys. Rev. D*, **82**, 103006, 2010.
31. *S.D.Odintsov, D.S.C.Gomez, G.S.Sharov*, *Phys. Rev. D*, **101**, 044010, 2020.
32. *Y.Gong, A.Wang*, *Phys. Rev. D*, **75**, 043520, 2007.
33. *M.Gruber, J.Luongo*, *Phys. Rev. D*, **89**, 103506, 2014.
34. *T.P.Sotiriou, V.Faraoni*, *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 451, 2010.
35. *R.Ferraro, F.Fiorini*, *Phys. Rev. D*, **75**, 084031, 2007.
36. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, *Phys. Rept.*, **505**, 59, 2011.
37. *A. De Felice, S.Tsujikawa*, *Living Rev. Rel.*, **13**, 3, 2010.

38. *G.Cognola, E.Elizalde, S.Nojiri et al.*, Phys. Rev. D, **73**, 084007, 2006.
39. *P.Mukherjee, N.Banerjee*, Phys. of Dark Universe, **36**, 100998, 2022.
40. *S.Dubey, S.Agrawal, A.Bheesham et al.*, Eur. Phys. J. Plus, **140**, 254, 2025.
41. *J.D.Bekenstein*, Phys. Rev. D, **9**, 3292, 1974.
42. *V.F.Cardone, N.Radicella, A.Troisi*, Entropy, **19**, 392, 2017.
43. *N.Komatsu*, Phys. Rev. D, **108**, 083515, 2023.
44. *G.W.Gibbons, S.W.Hawking*, Phys. Rev. D, **15**, 2738, 1977.
45. *L.Xu*, Phys. Rev. D, **87**, 043503, 2013.
46. *E.W.Kolb, M.S.Turner*, The Early Universe (California: Addison-Wesley), 1990.
47. *A.Guth*, Phys. Rev. D, **23**, 347, 1981.
48. *S.D.Odintsov et al.*, Ann. of Phys., **398**, 238, 2018.
49. *K.Bamba et al.*, Astrophys. Space Sci., **342**, 155, 2012.
50. *I.Brevik et al.*, Int. J. Mod. Phys. D, **26**, 1730024, 2017.
51. *P.H.Chavanis, C.Sire*, Physics A, **375**, 140, 2007.
52. *P.H.Chavanis*, Phys. Lett. B, **758**, 59, 2016.
53. *E.Gruneisen*, Annalen der Physik, **344**, 257, 1912.
54. *S.Capozziello, R.D.Agostino, O.Luongo*, Phys. Dark. Univ., **20**, 1, 2018.
55. *S.Nojiri, S.D.Odintsov, M.Sami*, Phys. Rev. D, **74**, 046004, 2006.
56. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, Int. J. Geom. Meth. Mod. Phys., **4**, 115, 2027.
57. *N.Komatsu, S.Kimura*, Phys. Rev. D, **93**, 043530, 2016.
58. *S.Odintsov, T.Paul, S.Sengupta*, Phys. Rev. D, **109**, 103515, 2024.
59. *R.K.Tiwari et al.*, Astrofizika, **68**, 95, 2025.
60. *D.Tamayo*, Rev. Mex. De Fis., **68**, 020704, 2022.
61. *M.Moresco et al.*, JCAP, **08**, 006 2012.
62. *C.Zhang et al.*, Res. Astron. Astrophys., **14**, 1221, 2014.
63. *J.Simon, L.Verde, R.Jimenez*, Phys. Rev. D, **71**, 123001, 2005.
64. *M.Moresco et al.*, JCAP, **05**, 014, 2016.
65. *A.L.Ratsimbazafy et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **467**, 3239, 2017.
66. *D.Stern et al.*, JCAP, **02**, 008, 2010.
67. *N.Borghi, M.Moresco, A.Cimatti*, Astrophys. J. Lett., **928**, L4, 2022.
68. *M.Moresco*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **450**, L16, 2015.
69. *S.Cao, B.Ratra*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **513**, 5686, 2022.
70. *S.D.Odintsov, D.S.C.Gomez, G.S.Sharov*, EPJC, **85**, 298, 2025.
71. *H.Akaike*, IEEE Trans. Autom. Contr., **19**, 716, 1974.

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ

1. Рукописи могут быть представлены в печатном виде (hard copies) в двух экземплярах, отпечатанные на одной стороне листа формата А4, вместе с соответствующей электронной версией. Один из экземпляров должен быть подписан всеми авторами. Указываются сведения об авторах: фамилия, имя, отчество, название учреждения, электронный адрес.

2. *Рукопись* может быть набрана в виде файла с расширениями .doc, .docx, .rtf, через 1.5 интервала, используя Font 12pt.

3. *Рисунки* должны быть выполнены предельно аккуратно с разборчивыми надписями. Необходимые объяснения даются в подписях к рисункам, которые не должны повторяться в тексте. Рисунки необходимо отправить в виде .jpg, .bmp, .wmf, .eps файлов. С учетом формата журнала размеры рисунков редакцией могут быть изменены. В тексте рисунки нумеруются в порядке очередности (рис.1, рис.2, и т.д.). Если рисунок, состоит из двух или более панелей, то возможны обозначения типа рис.1a или рис.1a, b.

4. *Таблицы* должны иметь номера и информативные названия. Примечания должны быть сведены к минимуму и пронумерованы надстрочными арабскими цифрами.

5. *Цитирование литературы.* Цитируемая литература дается порядковым номером в строчку в квадратных скобках (например, [5]) и соответствует номеру в списке литературы. Список литературы должен быть оформлен следующим образом:

а) Для журнальных статей указываются инициалы и фамилии авторов курсивным шрифтом (в оригинальной транскрипции), название журнала в принятом сокращении (сокращения для некоторых наиболее часто встречаемых журналов, применяемых в "Астрофизике", дается в сайте журнала), номер тома жирным шрифтом, номер первой страницы, год издания. Для русскоязычных журналов, которые переводятся на английский язык, в скобках приводятся соответствующее название журнала на английском, том, страница и год публикации.

б) Для книг следует указывать инициалы и фамилию автора курсивом, место и год издания.

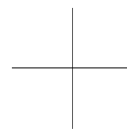
6. *Оформление рукописи.* На первой странице дается название статьи (по возможности кратко и информативно), инициалы, фамилия каждого автора и аннотация на русском языке. На второй странице приводятся название статьи, инициалы, фамилия каждого автора и текст аннотации на английском языке, который должен полностью соответствовать русскому. В аннотации должны быть изложены главные результаты работы без ссылок на литературу. Максимальный объем аннотации не должен превышать 5% основного текста. Таблицы, список литературы, рисунки и надписи к рисункам печатаются на отдельных страницах. Расположение таблиц и рисунков отмечается на полях основного текста. Аннотации, основной текст, список литературы и таблицы должны иметь одну общую нумерацию страниц. Суммарный объем не должен превышать 16 стандартных страниц. Объем краткого сообщения - не более 4 страниц.

Статья состоит из пронумерованных разделов, начиная с "1. *Введение*". Названия разделов печатаются курсивом в строке, они должны быть краткими и содержательными. Подразделы могут быть пронумерованы как 2.1, 2.2 и т.д. Необходимые сокращения терминов или названий могут быть использованы во всей статье, однако их объяснение дается лишь один раз при первом упоминании.

7. В случае представления двух или более статей одновременно необходимо указать желательный порядок их публикации.

8. Рукописи авторам не возвращаются.

9. Авторам статьи (независимо от их количества) представляется 10 оттисков бесплатно.



CONTENTS

Search for dwarf galaxies in the southwestern sector of the local cosmic void	
<i>A.A.Popova, I.D.Karachentsev</i>	221
Chemical composition of red giants with magnetic fields: A review of last results	
<i>L.S.Lyubimkov</i>	225
Mass loss of the planet WASP-195 b atmosphere	
<i>I.S.Savanov, E.S.Dmitrienko</i>	243
Features of the magnetic O-star HD149438	
<i>Yu.V.Glagolevskij</i>	251
On the distribution of different types of pulsars in the galaxy	
<i>R.R.Andreasyan, H.R.Andreasyan, G.M.Paronyan, A.G.Sukiasyan</i>	271
Low-frequency type II radio bursts and associated solar flares, coronal holes, and CMEs during 2001 to 2015	
<i>N.Mittal, V.Verma</i>	285
Temperature effects in the proto neutron star phase of PSR J0740+6620	
<i>Xian-Feng Zhao, Wen-Bo Ding, Bin Tang</i>	289
On the quasi-periodic variations of period derivative of pulsars	
<i>K.M.Shahabasyan</i>	293
The smooth bounce: how anisotropy and $f(R, T)$ gravity preserve perturbations in a Bianchi-V cosmology	
<i>S.Sharma, K.Singh, R.K.Tiwari, S.K.Tiwari, A.Beesham</i>	303
Viscous Chaplygin gas in $f(G)$ theory of gravity	
<i>S.P.Hatkar, P.A.Agre, D.P.Tadas, S.D.Katore, D.D.Pawar</i>	307
Observational constraining of viscous ghost dark energy in $f(R, T)$ gravity	
<i>Pinki, K.Devi, A.Kumar, P.Kumar</i>	311
Rate coefficients for collisional transitions between a large number of rotational levels of disilicon carbide (SiCSi) colliding with para- H_2 ($J=0$)	
<i>S.Chandra</i>	315
A novel parametrized dark energy model in a flat universe	
<i>C.Sivakumar</i>	319

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПРОТО-НЕЙТРОННУЮ ЗВЕЗДУ PSR J0740+6620	
	<i>Сянь-Фэн Чжао, Вень-Бо Дин, Бин Тан</i> 289
О КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ ВАРИАЦИЯХ ПРОИЗВОДНОЙ ПЕРИОДА ПУЛЬСАРОВ	
	<i>К.М.Шахабасян</i> 293
ПЛАВНЫЙ ОТСКОК: КАК АНИЗОТРОПИЯ И ГРАВИТАЦИЯ $f(R,T)$ СОХРАНЯЮТ ВОЗМУЩЕНИЯ В КОСМОЛОГИИ БЬЯНКИ-V	
	<i>С.Шарма, К.Сингх, Р.К.Тивари, С.К.Тивари, А.Бишам</i> 303
ВЯЗКИЙ ГАЗ ЧАПЛЫГИНА В ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ $f(G)$	
	<i>С.П.Хаткар, П.А.Агре, Д.П.Тадас, С.Д.Каторе, Д.Д.Павар</i> 307
НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ ВЯЗКОЙ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ-ПРИЗРАКА В $f(R,T)$ ГРАВИТАЦИИ	
	<i>Пинки, К.Деви, А.Кумар, П.Кумар</i> 311
КОЭФФИЦИЕНТЫ СКОРОСТИ ДЛЯ СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ МЕЖДУ БОЛЬШИМ ЧИСЛОМ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ УРОВНЕЙ КАРБИДА КРЕМНИЯ (SiCSi), СТАЛКИВАЮЩИХСЯ С ПАРА-Н ₂ ($j=0$)	
	<i>С.Чандра</i> 315
НОВАЯ ПАРАМЕТРИЗОВАННАЯ МОДЕЛЬ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ В ПЛОСКОЙ ВСЕЛЕННОЙ	
	<i>С.Сивакумар</i> 319