

Том 50, Номер 6

ISSN 0320-0108
Июнь 2024



ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Астрономия и космическая астрофизика



НАУКА
— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 50, номер 6, 2024

Ревизия содержания кальция и скандия у Am звезд на основе не-ЛТР расчетов и сравнение с диффузионными моделями звездной эволюции <i>Л. И. Машонкина, Ю. А. Фадеев</i>	379
Не-ЛТР содержание азота у Солнца и избранных звезд спектральных классов А-F <i>Л. И. Машонкина, Т. А. Рябчикова</i>	395
SRGe J194401.8+284452 – рентгеновская катаклизмическая переменная в поле гамма-источника 4FGL J1943.9+2841 <i>А. И. Колбин, А. В. Карпова, М. В. Сусликов, И. Ф. Бикмаев, М. Р. Гильфанов, И. М. Хамитов, Ю. А. Шибанов, Д. А. Зюзин, Г. М. Бескин, В. Л. Плохотниченко, А. Г. Гутаев, С. В. Карпов, Н. В. Ляпсина, П. С. Медведев, Р. А. Сюняев, А. Ю. Кириченко, М. А. Горбачев, Э. Н. Иртуганов, Р. И. Гумеров, Н. А. Сахибуллин, Е. С. Шабловинская, Е. А. Малыгин</i>	412
Исследование термодинамики плазмы солнечного ветра в короне Солнца по зарядовому состоянию тяжелых ионов <i>Ф. Ф. Горяев, В. А. Слемзин</i>	433
Происхождение “всплесков в поглощении” в дециметровом радиоизлучении Юпитера <i>В. Е. Шапошников</i>	445

РЕВИЗИЯ СОДЕРЖАНИЯ КАЛЬЦИЯ И СКАНДИЯ У АМ ЗВЕЗД НА ОСНОВЕ НЕ-ЛТР РАСЧЕТОВ И СРАВНЕНИЕ С ДИФфуЗИОННЫМИ МОДЕЛЯМИ ЗВЕЗДНОЙ ЭВОЛЮЦИИ

© 2024 г. Л. И. Машонкина^{1*}, Ю. А. Фадеев¹¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 27.04.2024 г.

После доработки 04.06.2024 г.; принята к публикации 06.06.2024 г.

Для 54 звезд спектрального типа А с усиленными линиями металлов (Am звезды) получена однородная система содержания кальция и скандия с учетом отклонений от локального термодинамического равновесия. Выявлена корреляция содержания Са и Sc с эффективной температурой ($T_{\text{эфф}}$), причем у звезд с поверхностным ускорением силы тяжести $\lg g < 4$ содержание Са и Sc растет с ростом $T_{\text{эфф}}$ быстрее, чем у звезд с $\lg g \geq 4$. Не обнаружено какой-либо корреляции содержания Са и Sc с содержанием железа и скоростью вращения звезды. Am звезды демонстрируют, в среднем, более высокое значение $[\text{Ca}/\text{H}]$ по сравнению с $[\text{Sc}/\text{H}]$ и $[\text{Ca}/\text{Sc}] = 0.41 \pm 0.30$. Но для $T_{\text{эфф}} > 9500$ К есть намеки на систематическую разницу между звездами с $\lg g \geq 4$ и $\lg g < 4$. Избыток железа, в среднем, одинаковый в диапазоне $7200 \text{ K} \leq T_{\text{эфф}} \leq 10030 \text{ K}$. Показано, что при учете атомной диффузии эволюционные расчеты по программе MESA для звездных масс $1.5\text{--}2.2 M_{\odot}$ дают поверхностное содержание, которое согласуется с наблюдениями Са и Fe у Am звезд в трех скоплениях с возрастом более 600 млн лет. Дополнительные механизмы сепарации химических элементов требуются для объяснения феномена Am у молодых звезд в скоплении Плеяды. Протестированы диффузионные модели, имеющиеся в литературе. Турбулентные модели Ришер и др. (2000) и Хуэй-Бон-Хоа и др. (2022) согласуются с наблюдениями Am звезд в скоплениях при больших значениях свободного параметра ω : 1000 для Са и Fe, 500 для Sc. Ни одна из диффузионных моделей, соответствующих массе и возрасту Am звезды Сириус, не воспроизводит наблюдаемую у нее распространенность элементов от He до Ni. Полученные результаты важны для лучшего понимания механизмов химической пекулярности Am звезд.

Ключевые слова: Am звезды: атмосферы, химический состав, звездная эволюция.

DOI: 10.31857/S0320010824060017, EDN: MYAZEF

1. ВВЕДЕНИЕ

Звезды спектрального класса А имеют массы в диапазоне от 1.7 до 3 солнечных масс (M_{\odot}), время жизни от 2.7 до 0.1 млрд лет, а значит, как и большая часть звезд тонкого диска Галактики, они должны были сформироваться из вещества с химическим составом, близким к солнечному. Однако наблюдения демонстрируют сильную неоднородность класса А-звезд по распространенности отдельных элементов или групп элементов, а также большие отклонения от солнечного химического состава у отдельных групп А-звезд. Исторически, разделение на подгруппы нормальных А, Am, Ар и звезд типа λ Воо было сделано из сравнения наблюдаемых спектров. У нормальных А-звезд (superficially normal A stars в англоязычной литературе) изменение спектра по сравнению с солнечным обусловлено изменениями эффективной температуры ($T_{\text{эфф}}$) и поверхностного ускорения силы тяжести ($\lg g$), а химический состав близок к солнечному. По сравнению с нормальными звездами, Ар звезды с близкими значениями $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$ имеют намного более сильные линии Si, Cr и тяжелых элементов, рас-

положенных в таблице Менделеева за группой железа. У всех Ар звезд сильные магнитные поля, порядка 1–30 кГс (Престон, 1974). Немагнитные А-звезды с сильными линиями элементов группы железа Fe и слабыми линиями Са и Sc отнесены к подгруппе Am звезд (Конти, 1970). Звезды типа λ Воо имеют близкое к солнечному содержание С, N, O, но дефицит Mg, Al, Si, S, Mn, Fe, Ni (Башек, Слеттебак, 1988).

Вероятнее всего, различия в химическом составе касаются только поверхностных слоев. Пекулярный химический состав атмосфер звезд типа λ Воо объясняют аккрецией межзвездного газа с низким содержанием тех элементов, которые вовлечены в формирование пыли (Венн, Ламберт, 1990). Для объяснения химической пекулярности Ар звезд Мишо (1970) предложил механизм атомной диффузии — разделения химических элементов по радиусу под действием конкурирующих сил тяжести и светового давления. Магнитное поле Ар звезд препятствует развитию перемешивающих процессов. Уотсон (1970) распространил эту идею на Am звезды. Am, как и Ар звезды имеют низкие скорости вращения, с экваториальной скоростью не выше 120 км/с (Яшек, Яшек, 1957;

*Электронный адрес: lima@inasan.ru

Абт, Мойд, 1973; Абт, Моррель, 1995), и перемешивание в их поверхностных слоях не столь эффективно, как у нормальных, быстро вращающихся А-звезд с развитой меридиональной циркуляцией. Несмотря на многолетнюю историю исследований химически-пекулярных А-звезд, до сих пор не удается удовлетворительно объяснить все разнообразие наблюдаемых особенностей в распространенности химических элементов в их атмосферах. Это касается не только звезд типа λ Boo, аккрецирующих межзвездный газ, и Ар звезд с их магнитными полями, но и более “простых” Am звезд.

Именно Am звездам посвящена наша работа, и в центре внимания находится содержание Fe, Ca и Sc в этих звездах. Согласно Конти (1970), содержание Fe, Ca и Sc играет ключевую роль при классификации звезды как Am. Вероятно, именно с этими элементами связано понимание механизмов химической пекулярности Am звезд. Мы не рассматриваем тяжелые элементы, расположенные в таблице Менделеева за группой Fe, так как избытки таких элементов относительно солнечного содержания характерны не только для Am, но и для нормальных А-звезд, хотя меньшей величины, как показано в работе Машонкина и др. (2020). У проблемы Am звезд две стороны. Во-первых, это наблюдательные данные, их точность и полнота представления звезд с разными физическими характеристиками, такими как T_{eff} , масса, скорость вращения $V \sin i$, возраст, двойственность. Во-вторых, теоретические предсказания изменения содержания химических элементов в атмосферах Am звезд на основе эволюционных расчетов с учетом атомной диффузии. Полученные таким образом модели звезд в литературе называют диффузионными.

Ренсон, Манфройд (2009) опубликовали каталог, который включает 4299 звезд, идентифицированных или заподозренных как Am или Fm по критериям Конти (1970). Для 129 звезд Газарян и др. (2018) собрали в литературе данные о параметрах атмосфер и содержании химических элементов, полученные по спектрам высокого разрешения. Каталог Газарян и др. (2018) стал основой нашей работы, но мы не касаемся Fm звезд, поскольку из-за наличия поверхностной конвективной зоны их химическая пекулярность может быть вызвана другими механизмами по сравнению с Am звездами. Данные о содержании химических элементов $[X/H]^1$, собранные Газарян и др. (2018), не могут напрямую сравниваться с диффузионными моделями, так как получены с использованием разных сил осцилляторов ($\lg gf$) для одних и тех же спектральных линий, разного солнечного содержания, а также все основаны на предположении о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР). Ситнова и др. (2018) и Машонкина (2024) показали, что

для линий Ca I, Ca II и Sc II отклонения от ЛТР (не-ЛТР эффекты) сильно зависят от T_{eff} , и в диапазоне от 7000 К до 10 000 К не-ЛТР поправки к содержанию меняются от небольших отрицательных до положительных на уровне 0.40 dex (Ca I 4226 Å) и 0.48 dex (Sc II 4246 Å). Рис. 1 показывает изменение $[Ca/H]$ и $[Sc/H]$ при переходе от ЛТР к не-ЛТР определениям для выборки звезд, о которой далее будет идти речь. Очевидно, что учет отклонений от ЛТР изменяет зависимость содержания от T_{eff} . В литературе не-ЛТР содержание определялось лишь для пяти Am звезд — HD 48915 (Сириус) и HD 72660 (Ca, Fe: Машонкина и др., 2020; Sc: Машонкина, 2024), HD 180347 (Ca, Sc: Траст и др., 2023), θ Vir и σ Peg (Ca, Fe: Романовская и др., 2023). Настоятельно необходима ревизия литературных данных о содержании Ca и Sc у Am звезд.

К настоящему времени опубликованы результаты расчетов диффузионных моделей (Ришер и др., 2000; Вик и др., 2010; Хуэй-Бон-Хоа и др., 2022), которые могут быть использованы для сравнения с наблюдениями. Кампильо и др. (2022) провели вычисления диффузионных моделей звезд главной последовательности с массой $1M_{\odot}$ и $1.4M_{\odot}$ с помощью трех различных программ расчета звездной эволюции. Первая из этих программ разрабатывалась в университетах Монпелье и Монреаля (Туркот и др., 1998), вторая — программа CESAM (Морель, Лебретон, 2008), и третья — программа MESA (Пакстон и др., 2018). Профили содержания атомов отдельных элементов с глубиной, рассчитанные по этим программам, оказались достаточно близкими друг к другу, что свидетельствует о равной применимости упомянутых программ для вычисления диффузионных моделей звездной эволюции.

В настоящей работе ставятся следующие задачи.

- Создание системы однородных и точных данных о содержании Ca, Sc и Fe у максимально большой выборки Am звезд, которая могла бы использоваться для тестирования моделей химической пекулярности Am звезд. Мы опираемся на наблюдательные данные из литературы. Чтобы обеспечить их точность и однородность, содержание Ca и Sc будет вычислено с учетом отклонений от ЛТР, содержание по индивидуальным спектральным линиям будет, по возможности, во всех первоисточниках приведено к единой системе $\lg gf$, и содержание $[X/H]$ рассчитано с использованием метеоритного содержания из работы Лоддерс (2021).
- Поиск возможных корреляций между химическими и физическими параметрами звезд: $[Ca/H]$, $[Sc/H]$, $[Fe/H]$, T_{eff} , $\lg g$, $V \sin i$, возраст.
- Построение диффузионных моделей для Ca и Fe с использованием программы MESA. Анализ механизмов возникновения химической пекулярности

¹Для любых двух элементов X и Y: $[X/Y] = \lg(N_X/N_Y)_{\text{star}} - \lg(N_X/N_Y)_{\text{Sun}}$.

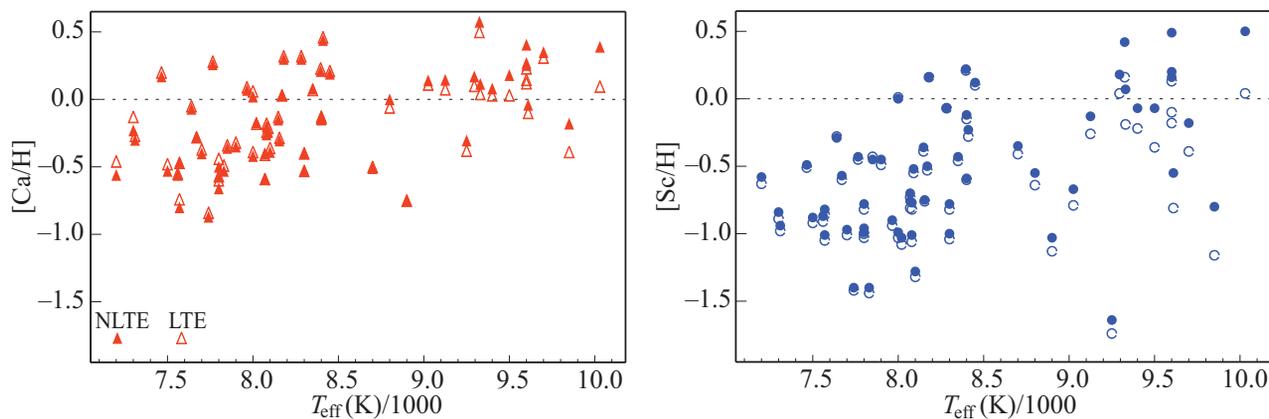


Рис. 1. Не-ЛТР (заполненные символы) и ЛТР (незаполненные символы) содержание $[\text{Ca}/\text{H}]$ и $[\text{Sc}/\text{H}]$ в атмосферах Ам звезд в зависимости от T_{eff} .

сти Ам звезд на основе сравнения наблюдений и теории.

Статья построена следующим образом. В разделе 2 формируется выборка Ам звезд на основе анализа литературных данных, определяется однородная система ЛТР содержания и вычисляется не-ЛТР содержание Ca и Sc для звезд выборки. Полученные данные анализируются в разделе 3. В разделе 4 проводится сравнение наблюдений как с опубликованными диффузионными моделями, так и с результатами расчетов, проведенных нами с помощью программы MESA. И далее формулируются выводы.

2. НЕ-ЛТР СОДЕРЖАНИЕ КАЛЬЦИЯ И СКАНДИЯ У АМ ЗВЕЗД

2.1. Выборка звезд

Каталог Газарян и др. (2018) содержит не только параметры атмосфер и содержание большого набора химических элементов, но и ссылки на первоисточники данных. В результате анализа первоисточников, из 129 звезд, отмеченных в каталоге как АмFm или неопределенной классификации, были исключены 55 звезд, для которых не определялось содержание Sc, одна звезда без содержания Ca, одна Fm-звезда, одна звезда с высокой скоростью вращения $V \sin i = 102$ км/с, которая ставит под сомнение классификацию звезды как Ам, звезда Вега типа λ Boo, три звезды типа δ Sct, поскольку пульсации в этих звездах могут оказывать влияние на механизмы химической пекулярности по сравнению с классическими Ам звездами. Были исключены три звезды, для которых содержание Ca и Sc определялось в первоисточниках с использованием дифференциального подхода для каждой спектральной линии относительно солнечной, и поэтому невозможно восстановить абсолютное содержание Ca и Sc в звездах. Были исключены три спектрально-двойных системы, в спек-

трах которых нельзя было выделить вклад отдельных компонентов. И, наконец, шесть звезд были исключены из-за больших ошибок определения содержания Ca или/и Sc — от 0.3 до 0.57 dex. Таким образом, остались 55 звезд.

К ним были добавлены шесть Ам звезд, отсутствующие в каталоге Газарян и др. (2018): HD 94334 (Калискан, Адельман, 1997), HD 154029 (Адельман, 1999), HD 187959 и HD 202431 (Катанзаро и др. 2022), HD 114330 (Романовская и др., 2023) и HD 180347 (Траст и др., 2023). В итоге наша выборка включает 61 звезду. Они перечислены в табл. 1 и 2.

2.2. Физические параметры звезд

Для каждой звезды мы используем ее T_{eff} , $\lg g$ и $[\text{Fe}/\text{H}]$ из первоисточника, указанного в табл. 1 или 2. Для нескольких звезд мы сравнили T_{eff} и $\lg g$, полученные разными авторами, и убедились в их согласии в пределах ошибки определения. Например, для HD 95608 Адельман и др. (1999) определили $T_{\text{eff}} = 9250$ К, $\lg g = 4.25$, а Халак и Леблан (2015) — $T_{\text{eff}} = 9200$ К, $\lg g = 4.26$. Для HD 214994 Романовская и др. (2023) дают $T_{\text{eff}} = 9600$ К, $\lg g = 3.81$, а Адельман и др. (2015) — $T_{\text{eff}} = 9535$ К, $\lg g = 3.73$. Величина $[\text{Fe}/\text{H}]$ всюду пересчитана с использованием $\lg \epsilon_{\text{met, Fe}} = 7.45$ (Лоддерс, 2021). Здесь и далее используется шкала содержания, в которой $\lg \epsilon(\text{H}) = 12$. Значения $V \sin i$ заимствованы из каталога Газарян и др. (2018), а при их отсутствии из каталога Ройер и др. (2007) или первоисточников, указанных в табл. 1.

В разделе 4 диффузионные модели сравниваются с наблюдениями Ам звезд в четырех рассеянных скоплениях. Возраст и металличность скоплений взяты из каталога Нетопил и др. (2022).

2.3. Определение содержания кальция и скандия

Для получения однородной системы данных по содержанию Ca и Sc в Ам звездах необходимо привести данные из разных первоисточников к общей системе

Таблица 1. Ам звезды: ЛТР и не-ЛТР содержание Са и Sc

HD	T_{eff} (K)	lg g	[Fe/ H]	lg ϵ (Ca)		[Ca/ H]	lg ϵ (Sc)		[Sc/ H]	[Ca/ Sc]	$V \sin i$ (км/с)	Ref
				ЛТР	не-ЛТР		ЛТР	не-ЛТР				
22128A	7560	4.00	0.48	5.72	5.71(0.19)	-0.56	2.13	2.17(0.29)	-0.87	0.31	19.	1
48915	9850	4.30	0.53	5.88	6.09(0.05)	-0.18	1.88	2.24(0.03)	-0.80	0.62	16.	2
56495A	7800	4.00	0.43	5.70	5.70(0.29)	-0.57	2.01	2.05(0.40)	-0.99	0.42	36.	1
72660	9700	4.10	0.65	6.58	6.62(0.09)	0.35	2.65	2.86(0.04)	-0.18	0.53	6.	2
89822B	8900	4.20	0.04	5.52	5.52(0.21)	-0.75	1.91	2.01(0.18)	-1.03	0.28	18.	3
94334	10030	3.88	0.26	6.36	6.66(0.14)	0.39	3.08	3.54(0.07)	0.50	-0.11	47.	4
95418	9600	3.80	0.29	6.39	6.54(0.10)	0.27	2.86	3.20(0.00)	0.16	0.11	46.	5
95608	9250	4.25	0.48	5.89	5.96(0.14)	-0.31	1.30	1.40 ¹	-1.64	1.33	21.	6,7
114330	9600	3.61	0.38	6.50	6.68(0.10)	0.41	3.17	3.53(0.05)	0.49	-0.09	18.	8
154029	9325	3.65	0.44	6.77	6.84(0.16)	0.57	3.20	3.46(0.10)	0.42	0.16	29.	9
173648	8155	3.90	0.38	5.98	5.97(0.13)	-0.31	2.28	2.29(0.01)	-0.75	0.45	47.	6
176843	7200	3.60	0.21	5.81	5.71(0.17)	-0.56	2.41	2.46(0.08)	-0.58	0.02	28.	13
180239	8100	4.00	0.36	5.91	5.88(0.18)	-0.39	1.72	1.76(0.13)	-1.28	0.89	42.	13
180347	7740	3.98	0.22	5.43	5.40(0.24)	-0.87	1.62	1.64(0.11)	-1.40	0.53	14.	10
182564	9125	3.80	0.41	6.35	6.41(0.16)	0.15	2.78	2.91(0.09)	-0.13	0.28	25.	11
187254	8400	3.80	0.58	6.13	6.15(0.08)	-0.12	2.89	2.92(0.05)	-0.12	-0.00	14.	13
187959	8000	4.50	0.53	6.33	6.29(0.16)	0.02	3.05	3.04(0.13)	-0.00	0.02	43.	14
188911	7800	3.90	0.19	5.67	5.61(0.25)	-0.66	2.04	2.08(0.14)	-0.96	0.30	10.	13
190165	7300	3.80	0.50	6.14	6.04(0.19)	-0.23	2.15	2.20(0.35)	-0.84	0.61	61.	13
202431	7500	4.00	0.65	5.79	5.74(0.22)	-0.53	2.12	2.16(0.16)	-0.88	0.35	9.	14
209625	7700	3.65	0.16	5.90	5.87(0.25)	-0.40	2.03	2.07(0.20)	-0.97	0.57	36.	12
214994	9600	3.81	0.34	6.41	6.53(0.14)	0.25	2.94	3.24(0.13)	0.20	0.05	14.	8
225365	8800	3.80	0.26	6.21	6.27(0.12)	0.00	2.40	2.49(0.15)	-0.55	0.55	40.	13
225410	7900	3.70	0.41	5.95	5.92(0.04)	-0.35	2.55	2.59(0.10)	-0.45	0.10	27.	13
225463	8300	3.80	0.12	5.87	5.87(0.16)	-0.40	2.00	2.04(0.09)	-1.00	0.60	13.	13
3134 1603 ²	8300	3.90	0.30	5.74	5.74(0.16)	-0.53	2.22	2.26(0.32)	-0.78	0.25	36.	13
3143 1192 ²	8000	3.80	0.15	5.88	5.85(0.18)	-0.42	2.01	2.05(0.20)	-0.99	0.57	15.	13
3143 1942 ²	7800	3.90	0.06	5.83	5.77(0.29)	-0.50	2.22	2.26(0.17)	-0.78	0.28	8.	13
St1612	8400	4.10	0.44	6.14	6.12(0.05)	-0.15	2.44	2.45(0.00)	-0.59	0.44	68.	15
Скопление Плеяды ⁴ , [Fe/H] = 0.00, возраст 110 млн лет												
22615	8410	3.83	0.20	6.73	6.71(0.10)	0.44	2.76	2.81(0.10)	-0.23	0.67	30.	19
23325	7640	4.23	0.39	6.22	6.20(0.30)	-0.07	2.76	2.75(0.22)	-0.29	0.22	70.	19
23631	9610	4.34	0.31	6.17	6.23(0.05)	-0.04	2.23	2.49(0.05)	-0.55	0.51	10.	19
23924	8180	4.30	0.37	6.59	6.57(0.15)	0.30	3.20	3.20(0.00)	0.16	0.14	33.	20

Таблица 1. Окончание

HD	T_{eff} (K)	$\lg g$	[Fe/ H]	$\lg \epsilon(\text{Ca})$		[Ca/ H]	$\lg \epsilon(\text{Sc})$		[Sc/ H]	[Ca/ Sc]	$V \sin i$ (км/с)	Ref
				ЛТР	не-ЛТР		ЛТР	не-ЛТР				
Скопление NGC 6405												
−32 13109 ³	9400	4.20	0.43	6.30	6.35(0.09)	0.08	2.82	2.97(0.08)	−0.07	0.15	5.	16
318091	8700	4.00	0.08	5.77	5.76(0.09)	−0.51	2.63	2.69(0.08)	−0.35	−0.16	62.	16
Скопление в созвездии Волосы Вероники(Coma ⁴), [Fe/H] = −0.01, возраст 710 млн лет												
107168	8283	4.20	0.44	6.59	6.57(0.16)	0.30	2.97	2.97(0.10)	−0.07	0.37	14.	17
108486	8148	4.11	0.25	6.14	6.12(0.15)	−0.15	2.65	2.68(0.31)	−0.36	0.21	37.	17
108642	8079	4.06	0.21	6.03	6.01(0.18)	−0.26	1.98	2.03(0.20)	−1.01	0.75	9.	17
108651	8090	4.24	0.71	6.06	6.03(0.15)	−0.24	2.49	2.52(0.00)	−0.52	0.28	21.	18
Скопление Гиады ⁴ , [Fe/H] = 0.12, возраст 800 млн лет												
27628	7310	4.12	0.12	6.00	5.97(0.00)	−0.30	2.06	2.10(0.00)	−0.94	0.64	31.	21
27749	7570	4.30	0.61	5.53	5.47(0.21)	−0.80	1.99	2.03(0.00)	−1.01	0.21	16.	20
27962	9025	3.95	0.37	6.38	6.41(0.00)	0.14	2.25	2.37(0.00)	−0.67	0.81	11.	21
28226	7465	4.09	0.36	6.47	6.44(0.00)	0.17	2.53	2.55(0.00)	−0.49	0.66	83.	21
28355	7965	3.97	0.40	6.36	6.34(0.00)	0.07	2.10	2.14(0.00)	−0.90	0.97	90.	21
28546	7765	4.20	0.16	6.55	6.53(0.00)	0.26	2.59	2.61(0.00)	−0.43	0.69	28.	21
30210	8080	3.92	0.56	6.09	6.07(0.00)	−0.20	2.22	2.27(0.00)	−0.77	0.57	57.	21
33204	7670	4.00	0.24	5.99	5.99(0.10)	−0.28	2.44	2.47(0.00)	−0.57	0.29	36.	22
33254	7830	4.13	0.50	5.78	5.74(0.16)	−0.53	1.60	1.64(0.00)	−1.40	0.87	13.	20
Скопление Ясли ⁴ , [Fe/H] = 0.16, возраст 630 млн лет												
73045	7570	4.05	0.56	5.80	5.80(0.27)	−0.47	2.18	2.22(0.10)	−0.82	0.35	10.	18
73174	8350	4.15	0.71	6.34	6.35(0.08)	0.08	2.58	2.61(0.08)	−0.43	0.51	5.	23
73618	8170	4.00	0.46	6.30	6.30(0.07)	0.03	2.51	2.54(0.27)	−0.50	0.53	47.	23
73709	8070	3.78	0.54	5.86	5.87(0.06)	−0.40	2.23	2.28(0.01)	−0.76	0.36	10.	23
73711	8020	3.69	0.15	6.09	6.10(0.08)	−0.17	1.96	2.01(0.01)	−1.03	0.86	62.	23
73730	8070	3.97	0.45	5.68	5.68(0.03)	−0.59	2.31	2.34(0.03)	−0.70	0.11	29.	23

Примечание. Ссылки на источники параметров атмосфер и наблюдательные данные:

1 — Фолсом и др. (2013), 2 — Машонкина и др. (2020), 3 — Адельман (1994), 4 — Калискан, Адельман (1997), 5 — Адельман и др. (2011), 6 — Адельман и др. (1999), 7 — эта работа, 8 — Романовская и др. (2023), 9 — Адельман (1999), 10 — Траст и др. (2023), 11 — Адельман (1996), 12 — Адельман и др. (1997), 13 — Нимчура и др. (2015), 14 — Катанзаро и др. (2022), 15 — Нетопил и др. (2014), 16 — Киликоглу и др. (2016), 17 — Гебран и др. (2008), 18 — Хуэй-Бон-Хоа и др. (1997), 19 — Гебран, Монье (2008), 20 — Хуэй-Бон-Хоа и Алесьян (1998), 21 — Гебран и др. (2010), 22 — Варенне, Монье (1999), 23 — Фоссати и др. (2007).

¹ верхний предел.

² ТУС.

³ CD.

⁴ металличность и возраст скопления согласно Нетопил и др. (2022). Числа в скобках — среднеквадратичные ошибки σ .

сил осцилляторов и общим значениям солнечного содержания Ca и Sc — $\lg \varepsilon_{\text{met,Ca}} = 6.27$ и $\lg \varepsilon_{\text{met,Sc}} = 3.04$ (Лоддерс, 2021). В качестве источника $\lg gf$ мы выбираем базу атомных параметров линий VALD (Vienna Atomic Line Database, Рябчикова и др., 2015; Пахомов и др., 2019). Энергетические уровни скандия имеют сверхтонкое расщепление (HyperFine Splitting, HFS). Для линий Sc II VALD предоставляет данные о компонентах сверхтонкой структуры, рассчитанные с использованием $\lg gf$ из лабораторных измерений Лоулер и др. (2019).

Не-ЛТР содержание Ca в пяти звездах нашей выборки было опубликовано в статьях (Машонкина и др., 2020; Романовская и др., 2023; Траст и др., 2023). У трех из них есть также не-ЛТР содержание Sc (Траст и др., 2023; Машонкина, 2024). Во всех этих работах атомные параметры линий взяты из VALD.

Для остальных звезд не-ЛТР содержание вычисляется в данной работе путем суммирования ЛТР содержания и не-ЛТР поправки $\Delta_{\text{NLTE}} = \lg \varepsilon_{\text{NLTE}} - \lg \varepsilon_{\text{LTE}}$. Для линий Ca I и Ca II мы используем поправки, рассчитанные Ситнова и др. (2018) в широком диапазоне звездных параметров, и для линий — Sc II не-ЛТР поправки из работы Машонкиной (2024). Для конкретной звезды и индивидуальной линии поправка Δ_{NLTE} получается путем интерполяции в сетке поправок по заданным T_{eff} , $\lg g$ и [Sc/H] (только для Sc).

В статьях Адельмана и его соавторов (всего восемь статей, далее Адельман+), Варенне и Монье (1999), Киликотлу и др. (2016), Хуэй-Бон-Хоа и др. (2 статьи, далее Хуэй-Бон-Хоа+) приводятся списки использованных линий и gf -величины. Хуэй-Бон-Хоа+ не указывают $\lg gf$, но поскольку их статьи опубликованы примерно в то же время, что и статьи Адельман+, мы предположили, что они использовали одни и те же gf . Для 18 звезд из этих статей ЛТР содержание по индивидуальным линиям приведено к современной системе gf -величин VALD. Сверхтонкая структура линий Sc II учитывалась только в работе Киликотлу и др. (2016). Игнорирование эффекта HFS ведет к ослаблению рассчитанных линий Sc II и увеличению получаемого содержания. Поэтому неучет HFS в подавляющем большинстве работ по определению содержания Sc не может быть причиной того дефицита, который обнаружен у Am звезд. Наоборот, содержание было переоценено, но на малую величину для исследуемых звезд: на 0.04, 0.03, 0.02 и 0.01 dex при $T_{\text{eff}} = 7000, 8000, 9000$ и $10\,000$ K, соответственно, для самой сильной из наблюдаемых линий — Sc II 4246 Å. Эти цифры соответствуют солнечному содержанию скандия. Для Sc II 5526 Å ошибка в содержании составляет 0.01 dex при $T_{\text{eff}} = 7000$ K и становится меньше 0.01 dex при более высоких температурах. Поскольку содержание Sc у Am звезд меньше солнечного, то влияние эффекта HFS на его определение еще меньше, и мы не вводили поправки в опубликованные результаты.

В работах Гебран и др. (2008а,б; 2010) и Ройер и др. (2014) (все вместе далее Гебран+) используется один и тот же список линий. Мы предполагаем, что $\lg gf = -0.135$, указанный в статье Гебран и др. (2008, табл. 8) для Ca II 3933 Å, — это опечатка, и должно быть $\lg gf = 0.135$. В таком случае, для всех линий Ca II разница в $\lg gf$ между Гебран+ и нами не превышает 0.01 dex. Для линий Sc II величины $\lg gf$ (Гебран+) систематически больше, чем наши, на 0.01–0.03 dex. Гебран+ опубликовали для звезд среднее ЛТР содержание Ca и Sc. Для кальция мы не вводим поправку за счет разницы в gf , а для скандия его ЛТР содержание уменьшено на 0.02 dex для каждой из 14 звезд. Не-ЛТР поправки были рассчитаны для индивидуальных линий Ca II и Sc II. У каждой из звезд поправки для разных линий Ca II различаются не более, чем на 0.02 dex. То же самое справедливо для линий Sc II, за исключением Sc II 4246 Å, для которой Δ_{NLTE} больше по абсолютной величине, на 0.04–0.07 dex для разных звезд. Максимальные расхождения в не-ЛТР поправках между Sc II 4246 Å и остальными линиями Sc II получаются в тех случаях, когда теоретическая эквивалентная ширина (EW) линии Sc II 4246 Å превышает 120 мÅ. Для вычисления не-ЛТР содержания и Ca, и Sc мы использовали средние значения Δ_{NLTE} . При этом линия Sc II 4246 Å исключалась, если $EW > 120$ мÅ.

Фоссати и др. (2007) и Нетопил и др. (2014) не приводят список линий, но отмечают, что атомные параметры линий взяты из VALD. Это значит, что, как и в работах Гебран+, для линий Sc II приняты $\lg gf$ из статьи Лоулер, Дакин (1989). Содержание Ca не требует поправки за счет разницы в gf , а содержание Sc было уменьшено на 0.02 dex для каждой из семи звезд. Нимчура и др. (2015) и Катанзаро и др. (2022) использовали список линий из работы Кастелли, Хубриг (2004) с атомными параметрами линий, рассчитанными Р. Куруцем². Списки линий на сайте Р. Куруца были обновлены 13 апреля 2013 года, и сейчас невозможно установить разницу между принятой нами системой gf и величинами из работы Кастелли, Хубриг (2004). Поэтому для 13 звезд из этих двух статей опубликованное ЛТР содержание используется без каких-либо поправок. Фолсом и др. (2010, 2013) исследуют три Am звезды, являющиеся компонентами спектрально-двойных систем SB2. Содержание химических элементов определяется методом синтетического спектра в избранных участках. Атомные параметры линий — из VALD. Поэтому мы вводим поправку -0.02 dex в ЛТР содержание Sc за счет разницы в gf -величинах между Лоулер и др. (2019) и Лоулер, Дакин (1989).

Для звезд из работ Фоссати и др. (2007), Нетопил и др. (2014), Нимчура и др. (2015), Катанзаро и др. (2022) и Фолсом и др. (2010, 2013) не-ЛТР содержание Ca и

²<http://kurucz.harvard.edu/linelists/>

Sc вычисляется с использованием средних Δ_{NLTE} по аналогии со случаем Гебран+.

Для звезды HD 95608 (60 Leo) Адельман и др. (1999) определили $\lg N_{\text{Sc}}/N_{\text{A}} = -10.93$, используя единственную линию Sc II 4246 Å ($EW = 4 \text{ mÅ}$). Мы усомнились в том, что эта линия могла быть измерена при столь низком содержании Sc у звезды с $T_{\text{eff}} = 9250 \text{ K}$, и переопределили содержание Ca и Sc, используя спектр из архива UVES/VLT2 (программа ID 0102.C-0547(A)). Были использованы $T_{\text{eff}} = 9250 \text{ K}$, $\lg g = 4.25$, $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.5$ по определениям Адельман и др. (1999), gf -величины из Лоулер и др. (2019), модели атмосфер с сайта Р. Куруца³, компьютерные программы synthV_NLTE (Цымбал и др., 2019) и BinMag (Кочухов, 2018). Оказалось, что линию Sc II 4246 Å невозможно выделить из шума, но можно получить верхний предел содержания по линии Sc II 3613 Å — $\lg N_{\text{Sc}}/N_{\text{A}} \leq -10.74$ ($\lg gf = 0.42$, ЛТР), что дает $[\text{Sc}/\text{H}] \leq -1.64$ (не-ЛТР). Содержание Ca определено по линиям Ca I 4226, 4302 Å и Ca II 3933 Å.

Как будет видно на рис. 2 и 3, 60 Leo имеет типичный для Am звезд близкой температуры дефицит Ca, но экстремально низкое содержание Sc. На основе анализа спектров высокого разрешения ЛеБлан и др. (2015) сообщили о вертикальной стратификации железа в атмосфере 60 Leo и предложили классифицировать эту звезду как Ap, несмотря на отсутствие у нее заметного магнитного поля. Мы считаем, что вывод о стратификации железа требует проверки на основе не-ЛТР анализа линий железа, и оставляем 60 Leo в нашей выборке Am звезд, хотя она всюду будет исключением в дальнейшем обсуждении.

Полученное ЛТР и не-ЛТР абсолютное содержание $\lg \epsilon$ и не-ЛТР отношение $[\text{X}/\text{H}]$ для кальция и скандия у всех звезд выборки представлено в табл. 1 и 2 и на рис. 2 и 3 (только не-ЛТР). Среднеквадратичная ошибка определена как стандартное отклонение: $\sigma = \sqrt{\sum(x - \bar{x})^2 / (N_l - 1)}$, где N_l — число линий. Значение $\sigma = 0$ означает, что первоисточник дает среднее содержание элемента без указания ошибки или содержание Sc определено по одной линии.

На рис. 2 выделяется звезда HD 189849 (15 Vul) с дефицитом Fe ($[\text{Fe}/\text{H}] = -0.25$), Ca и Sc, которую Адельман и др. (1997) отнесли к нормальным A-звездам. Очевидно, что она попала по ошибке в каталог Газарян и др. (2018). Несмотря на значительный дефицит Sc у HD 58142 (21 Lyn, $[\text{Sc}/\text{H}] < -0.3$, ЛТР), Ройер и др. (2014) классифицировали эту звезду как нормальную A-звезду. Наши не-ЛТР расчеты устранили дефицит Sc и подтвердили статус нормальной A-звезды. Еще две звезды были классифицированы ранее как нормальные A-звезды — HD 43378 (2 Lyn, Каллискан и Адельман, 1997) и HD 72942 (Фоссати и др., 2007), и это подтверждается нашими не-ЛТР расчетами. У трех объектов из каталога Газарян и др. (2018)

не-ЛТР содержание Ca и Sc, а также $[\text{Fe}/\text{H}]$ не отличаются от солнечных значений более, чем на ошибки определения, и мы предлагаем отнести их к нормальным A-звездам. Это — HD 34364B, HD 97633, и HD 109307. Семь нормальных A-звезд перечислены в табл. 2. Таким образом, наша выборка Am звезд сокращается до 54 объектов (табл. 2), и далее будет обсуждаться именно их химическая пекулярность.

3. ЗАВИСИМОСТЬ ХИМИЧЕСКОЙ ПЕКУЛЯРНОСТИ ОТ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ АМ ЗВЕЗД

Am звезды нашей выборки демонстрируют в своих атмосферах избытки железа по сравнению с солнечным содержанием — от $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.08$ до $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.71$ и содержание Ca и Sc, которое варьируется в большом диапазоне: $-0.87 \leq [\text{Ca}/\text{H}] \leq +0.57$ и $-1.64 \leq [\text{Sc}/\text{H}] \leq +0.50$. Почему столь различна величина химической пекулярности у разных звезд? Мы провели статистический анализ содержания Ca и Sc, чтобы выявить корреляции с физическими параметрами звезд. Не обнаружено какой-либо корреляции с $[\text{Fe}/\text{H}]$ и $V \sin i$ (рис. 2). Но как видно на рис. 3, отклонения в содержании Ca и Sc от солнечных значений уменьшаются с ростом T_{eff} . При линейной аппроксимации зависимость $[\text{Ca}/\text{H}]$ и $[\text{Sc}/\text{H}]$ от T_{eff} имеет больший наклон для звезд с $\lg g < 4$, чем для звезд с $\lg g \geq 4$ (показано для $[\text{Sc}/\text{H}]$ на рис. 3, правая панель), так что дефицит Ca и Sc сменяется их избытком при $T_{\text{eff}} > 9300 \text{ K}$ и $\lg g < 4$. Избыток железа — в среднем, одинаковый во всем диапазоне температур.

Следуя Газарян и др. (2018), мы рассчитали коэффициенты ранговой корреляции Спирмена (1904) ρ , для того чтобы, не предполагая вид зависимостей, проверить гипотезы о их наличии между содержанием Ca и Sc, с одной стороны, и T_{eff} , а также $[\text{Fe}/\text{H}]$ и $V \sin i$ — с другой. Расчеты сделаны для полной выборки 54 Am звезд. Зависимость $[\text{Ca}/\text{H}]$ и $[\text{Sc}/\text{H}]$ от T_{eff} подтверждается высокими значениями $\rho(\text{Ca}-T_{\text{eff}}) = 0.54$ и $\rho(\text{Sc}-T_{\text{eff}}) = 0.46$. Если исключить 60 Leo, $\rho(\text{Sc}-T_{\text{eff}}) = 0.52$. Для сравнения, при проверке зависимости от $[\text{Fe}/\text{H}]$ мы получили $\rho(\text{Ca}-\text{Fe}) = 0.10$ и $\rho(\text{Sc}-\text{Fe}) = 0.14$, а от скорости вращения — $\rho(\text{Ca}-V \sin i) = 0.17$, то $\rho(\text{Sc}-V \sin i) = 0.12$. Поскольку оси вращения звезд не имеют в пространстве выделенного направления, то, вероятно, можно говорить об отсутствии зависимости не только от проекции на луч зрения, но и от истинной скорости вращения звезды.

Корреляции содержания Ca и Sc с T_{eff} , $\lg g$ и $V \sin i$ для AmFm звезд искали Газарян и др. (2018), но обнаружили только зависимость $[\text{Ca}/\text{H}]$ от T_{eff} , причем с заметно меньшим коэффициентом $\rho(\text{Ca}-T_{\text{eff}}) = 0.28$ (105 звезд) по сравнению с нашим, вероятно, из-за неоднородности используемых данных и неучета отклонений от ЛТР. Вероятно, по этим же причинам они

³<http://kurucz.harvard.edu/grids/gridp05odfnew/>

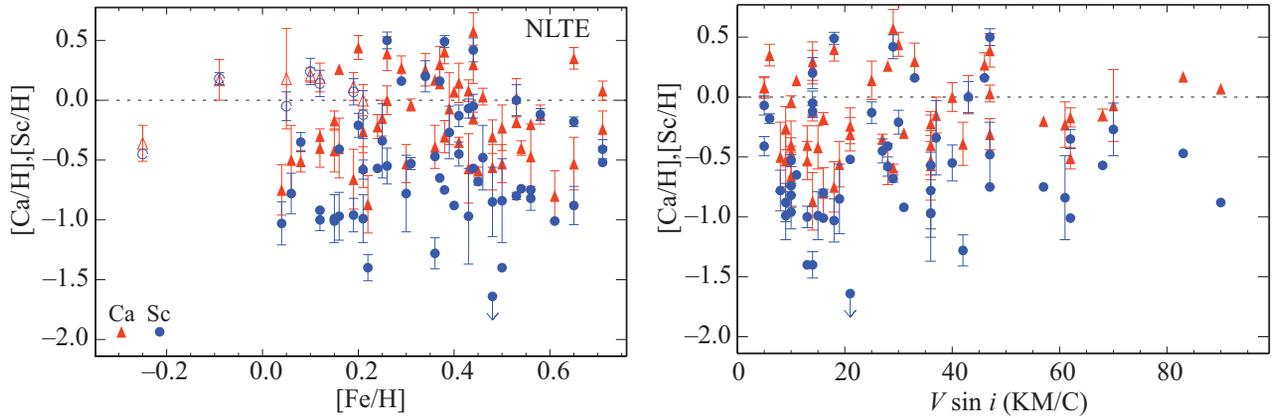


Рис. 2. Не-ЛТР содержание $[Ca/H]$ (треугольники) и $[Sc/H]$ (кружки) у Am (заполненные символы) и нормальных (незаполненные символы, левая панель) звезд выборки в зависимости от $[Fe/H]$ и $V \sin i$.

Таблица 2. Нормальные A-звезды: ЛТР и не-ЛТР содержание Ca и Sc

HD	T_{eff} (K)	$\lg g$	$[Fe/H]$	$\lg \epsilon(\text{Ca})$		$[Ca/H]$	$\lg \epsilon(\text{Sc})$		$[Sc/H]$	$[Ca/Sc]$	$V \sin i$ (км/с)	Ref
				ЛТР	не-ЛТР		ЛТР	не-ЛТР				
34364B	10350	4.28	0.21	5.99	6.27(0.13)	-0.00	2.52	2.90(0.20)	-0.14	0.14	23.	1
43378	9295	4.10	-0.09	6.37	6.44(0.17)	0.17	3.08	3.22(0.05)	0.18	-0.01	46.	2
58142	9500	3.75	0.05	6.30	6.45(0.42)	0.18	2.68	2.97(0.12)	-0.07	0.25	19.	3
97633	9330	3.66	0.19	6.31	6.38(0.12)	0.11	2.85	3.11(0.11)	0.07	0.04	23.	4
72942	8450	3.90	0.12	6.48	6.46(0.12)	0.19	3.14	3.16(0.11)	0.12	0.07	70.	5
109307	8396	4.10	0.10	6.50	6.48(0.06)	0.21	3.25	3.26(0.11)	0.22	-0.01	14.	6
189849	7850	3.70	-0.25	5.93	5.91(0.15)	-0.36	2.61	2.59(0.12)	-0.45	0.09	13.	7

Примечание. Ссылки: 1 — Фолсом и др. (2010), 2 — Калискан, Адельман (1997), 3 — Ройер и др. (2014), 4 — Адельман и др. (2015), 5 — Фоссати и др. (2007), 6 — Гебран и др. (2008), 7 — Адельман и др. (1997). Числа в скобках — среднеквадратичные ошибки σ .

не нашли корреляцию содержания Sc с T_{eff} , их значение $\rho(\text{Sc}-T_{\text{eff}}) = -0.03$ (64 звезды).

На рис. 4 представлены отношения $[Ca/Sc]$ отдельно для звезд с $\lg g \geq 4$ и $\lg g < 4$. Средние значения $[Ca/Sc]$ для полной выборки 54 звезд, 28 звезд с $\lg g \geq 4$ и 26 звезд с $\lg g < 4$ согласуются друг с другом: 0.41 ± 0.30 , 0.44 ± 0.30 и 0.37 ± 0.30 соответственно, хотя наблюдается большой разброс данных у звезд с близкими T_{eff} (а также близкими $[Fe/H]$ или $V \sin i$). Статистика мала, но есть основания предполагать, что у наиболее горячих звезд ($T_{\text{eff}} \gtrsim 9500$ K) процессы атомной диффузии протекают по-разному у звезд с разным $\lg g$ (разного возраста). Машонкина (2024) обратила внимание на постоянство $[Ca/Sc] \simeq 0.6-0.7$ у Am звезд и сделала вывод о том, что большое положительное значение $[Ca/Sc]$ — это признак Am звезд. Один из авторов этой статьи (М.Л.) должен признать свою неправоту. Причина в том, что вы-

борка Машонкиной (2024) включала 15 Am звезд, преимущественно, с $T_{\text{eff}} < 9500$ K, а три более горячие звезды имели $\lg g \geq 4.1$. В существенно более многочисленной выборке мы встречаем звезды с избытком железа и $[Ca/H] \simeq [Sc/H]$, т.е. с $[Ca/Sc]$ близким к 0.

4. СРАВНЕНИЕ С ДИФFUЗИОННЫМИ МОДЕЛЯМИ ЗВЕЗД ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ

Поскольку поверхностное содержание элемента меняется со временем, то для сравнения с диффузионными моделями звезд мы взяли наблюдения Am звезд в рассеянных скоплениях известного возраста. Это скопления Плеяды (Pleiades), Ясли (Praesepse), Гиады (Hyades) и скопление в созвездии Волосы Вероники (Coma). Их возраст и металличность $[Fe/H]_0$ из каталога Нетопил и др. (2022) приведены в табл. 1. Мы предположили, что в каждом скоплении началь-

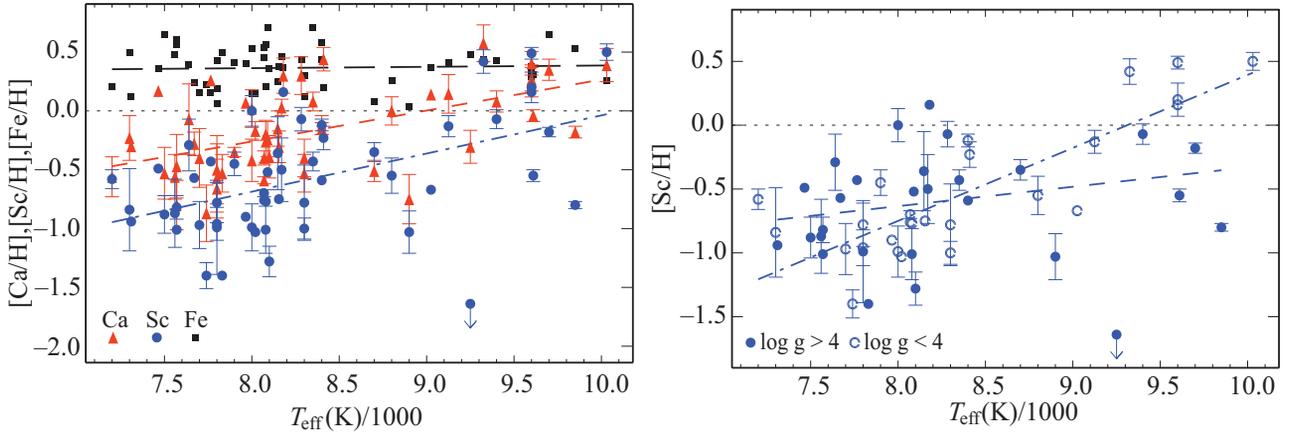


Рис. 3. Левая панель: не-ЛТР содержание $[\text{Ca}/\text{H}]$ (треугольники), $[\text{Sc}/\text{H}]$ (кружки) и $[\text{Fe}/\text{H}]$ (квадраты) у Ам звезд в зависимости от T_{eff} . Правая панель: $[\text{Sc}/\text{H}]$ в зависимости от T_{eff} для $\lg g \geq 4$ (заполненные кружки) и $\lg g < 4$ (незаполненные кружки). Линейная аппроксимация зависимостей показана штриховыми прямыми.

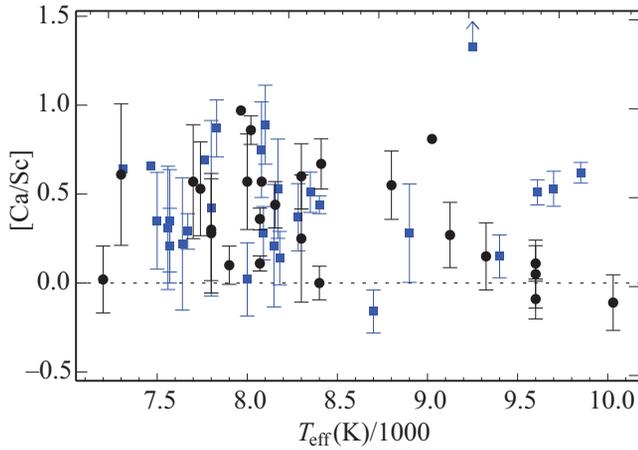


Рис. 4. Не-ЛТР отношение $[\text{Ca}/\text{Sc}]$ у Ам звезд в зависимости от T_{eff} . Квадраты и кружки соответствуют звездам с $\lg g \geq 4$ и $\lg g < 4$ соответственно.

ное содержание было $[\text{Ca}/\text{H}]_0 = [\text{Sc}/\text{H}]_0 = [\text{Fe}/\text{H}]_0$.

4.1. Диффузионные модели в литературе

Ришер и др. (2000) показали, что эволюционные расчеты с учетом атомной диффузии для звезд с массами $1.45\text{--}3.0 M_{\odot}$ предсказывают аккумуляцию железа в слоях с температурой $\sim 2 \times 10^5$ К (Z-bump в англоязычной литературе) и формирование конвективной зоны железа, в которой, как и в конвективных зонах водорода и гелия, происходит полное перемешивание вещества. Смыкаясь, три конвективные зоны образуют поверхностную зону перемешивания (SMZ = surface mixing zone). Следовательно, изменение поверхностного содержания какого-либо элемента по сравнению с первоначальным значением должно быть обусловлено процессами ниже зоны перемешивания. Диффузионные модели с учетом перемешивания в конвективных зонах SMZ предска-

зывают увеличение поверхностного содержания Fe и уменьшение содержания Ca и Sc по сравнению с первоначальными значениями, но эффекты намного больше, чем в наблюдениях Ам звезд. Для того чтобы уменьшить избыток Fe, Ришер и др. (2000) ввели в расчеты дополнительное перемешивание в зоне SMZ. Авторы называют это турбулентностью, и в рамках одномерной модели она рассчитывается как турбулентная диффузия с коэффициентом диффузии, содержащим множитель ω как свободный параметр.

Вик и др. (2010) исследовали влияние другого процесса — потери массы на поверхностные эффекты в диффузионных моделях.

На рис. 5 содержание Ca, Sc и Fe, наблюдаемое у Ам звезд в четырех скоплениях и взятое относительно начальных значений содержания, сравнивается с поверхностным содержанием в диффузионных моделях. Для Ca и Fe это турбулентные модели R1K-2 из расчетов Ришер и др. (2000, рис. 12, 14 и 16), в которых $\omega = 1000$ и диффузионными процессами охвачен поверхностный слой, масса которого относительно массы звезды составляет $\lg(1 - M_r/M) \simeq -4.6$. Для скандия подобные модели были рассчитаны Хуэй-Бон-Хоа и др. (2022), но с $\omega = 50$ (RMT50) и 500 (RMT500) (см. рис. 6 в их статье). Мы рассматриваем также модели с потерей массы (mass loss, ML в обозначениях моделей), рассчитанные Вик и др. (2010) для Ca и Fe со скоростью потери массы $\dot{M} = 10^{-13} M_{\odot}/\text{год}$ (MLm13) и $2 \times 10^{-14} M_{\odot}/\text{год}$ (ML2m14) и Хуэй-Бон-Хоа и др. (2022) для Sc с $\dot{M} = 10^{-13} M_{\odot}/\text{год}$ (MLm13) и $10^{-14} M_{\odot}/\text{год}$ (MLm14).

Диффузионные модели строятся для определенных значений массы и возраста звезды. Массы звезд в рассеянных скоплениях не определялись, поэтому для сравнения теории и наблюдений мы используем соотношение $M - T_{\text{eff}}$ для звезд главной последовательности (ГП) из справочника Аллена (2000).

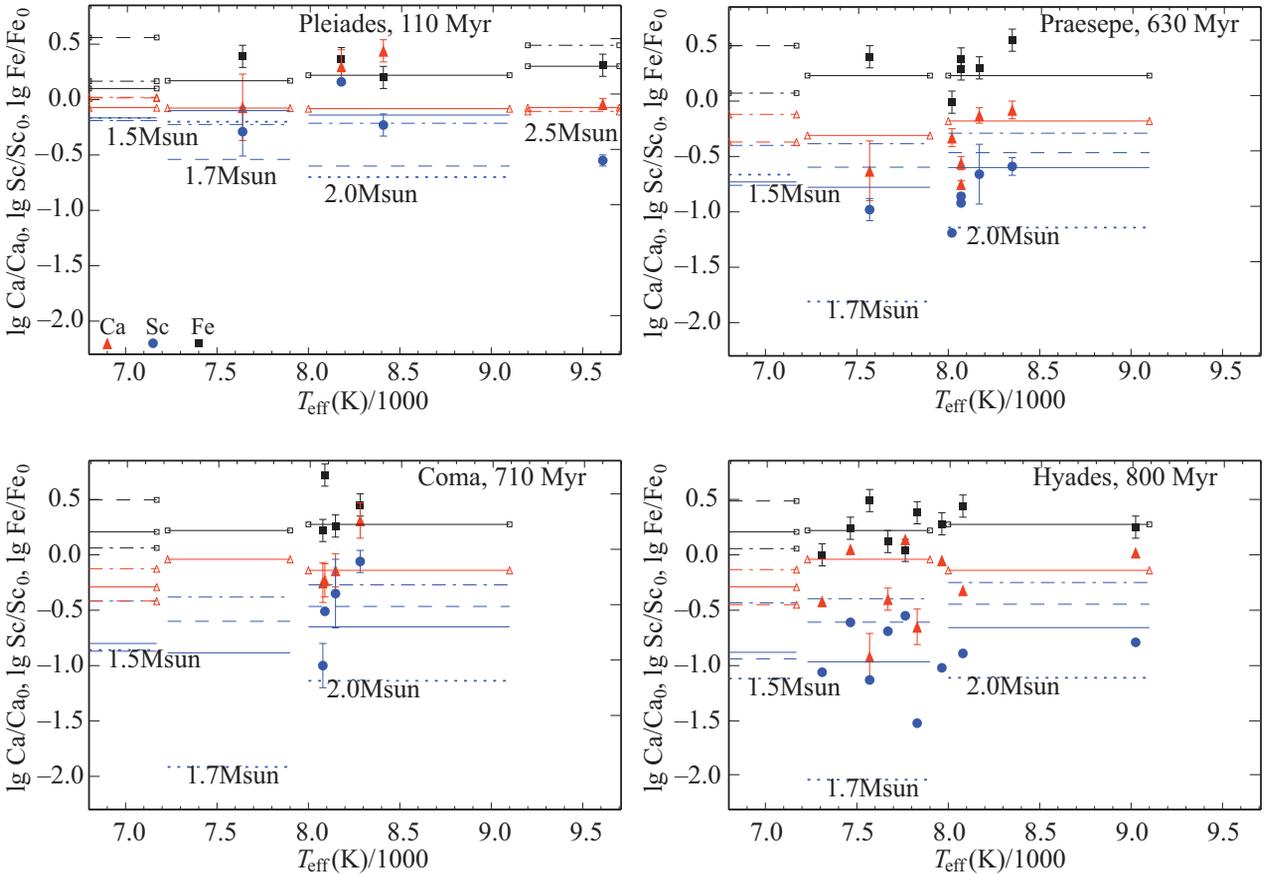


Рис. 5. Наблюдаемое изменение поверхностного содержания Ca (треугольники), Sc (кружки) и Fe (квадраты) относительно начальных значений у Am звезд в рассеянных скоплениях и диффузионные модели для разных звездных масс. Сплошная линия — модели R1K-2 (Ca, Fe) и RMT500 (Sc); пунктирная линия — RMT50 (Sc); штриховая линия — ML2m14 (Ca, Fe) и MLm14 (Sc); штрихпунктирная линия — MLm13(Ca, Fe, Sc) (см. текст для обозначения диффузионных моделей).

Из анализа рис. 5 можно сделать следующие выводы.

- Для Fe турбулентные модели (R1K-2) очень слабо зависят от массы звезды при любом ее возрасте от 110 до 800 млн лет и удовлетворительно воспроизводят наблюдения.
- Для Ca и Sc турбулентные модели R1K-2 и RMT500 почти не зависят от массы звезды, пока она молодая (110 млн лет). У более старых моделей дефицит Sc уменьшается с ростом массы звезды (от которой зависит T_{eff} у непроэволюционировавших звезд). Такой же эффект получен для Ca в моделях 630 млн лет, но противоположный для более старых моделей.
- В области сравнения теории и наблюдений модели с потерей массы для Fe и Ca есть только для $M = 2.5M_{\odot}$ и 110 млн лет. Для Ca эта и турбулентная модели дают близкие результаты и воспроизводят наблюдения единственной имеющейся звезды. Для Fe турбулентная модель предпочтительнее, чем MLm13.
- Сравнить модели с потерей массы с турбулентными моделями можно только для Sc. Очевидно, что модель со слабой турбулентностью RMT50 предсказывает слишком большой дефицит Sc, который не наблюдается в звездах. Наблюдения самых молодых звезд (110 млн лет) одинаково хорошо воспроизводятся турбулентными моделями RMT500 и моделями с высокой потерей массы MLm13. Для более старых моделей включение потери массы ведет к заметно меньшему дефициту Sc по сравнению с турбулентными моделями, так что для скоплений Ясли и Гиady модели RMT500 лучше согласуются с наблюдениями, чем модели MLm13. С учетом разброса наблюдательных данных можно признать удовлетворительными также модели с малой потерей массы MLm14.

В целом, наблюдения Ca, Sc и Fe у Am звезд в рассеянных скоплениях удовлетворительно описываются турбулентными моделями с большим коэффициентом $\omega = 1000$ (Ca, Fe) и 500 (Sc). Хотя в некоторых слу-

чаях наблюдения звезд одного возраста демонстрируют большой разброс, и нельзя исключить полностью модели с потерей массы с $\dot{M} \sim 10^{-14} M_{\odot}/\text{год}$.

4.2. Результаты расчетов диффузионных моделей звезд

Для более детального сравнения с полученным в данной работе не-ЛТР содержанием химических элементов были проведены вычисления эволюции звезд ГП с массой $1.5 M_{\odot} \leq M \leq 3 M_{\odot}$ при начальных содержаниях гелия и металлов $Y = 0.28$ и $Z = 0.02$. Для этой цели была использована программа MESA версии r-23.05.1 (Джермин и др., 2019). Скорость генерации энергии и нуклеосинтез рассчитывались для сетки реакций, включающей 19 изотопов от ^1H до ^{59}Cu . Конвективное перемешивание звездного вещества рассматривалось по теории Бём-Витензе (1958) с отношением длины пути перемешивания к шкале высот по давлению $\alpha_{\text{MLT}} = 1.8$. Учет дополнительного перемешивания звездного вещества на границах конвективных зон проводился согласно работе Хервиг (2000) при значении параметра овершутинга $f_{\text{ov}} = 0.016$. Предполагалось, что в течение рассматриваемой стадии эволюции на ГП (т.е. при центральном содержании водорода $X(^1\text{H})_{\text{c}} > 10^{-4}$) потеря массы вследствие звездного ветра пренебрежимо мала.

Одновременно с решением уравнений звездной эволюции производились расчеты изменений радиального распределения концентраций химических элементов вследствие атомной диффузии. В используемой версии программы MESA рассмотрение атомной диффузии основывается на решении уравнений Бюргерса (1969), которые дополнены соотношениями, учитывающими действие лучистого давления (Ху и др., 2011). Вычисление лучистого давления выполнялось с помощью базы данных монокроматического коэффициента поглощения 17 химических элементов от водорода до никеля (Ситон, 2005). Решение уравнений Бюргерса проводилось для всех 19 химических элементов, составляющих сетку термоядерных реакций, тогда как эффект радиативного выталкивания рассматривался для атомов и ионов следующих 14 элементов: ^1H , ^4He , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{20}Ne , ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si , ^{32}S , ^{40}Ca , ^{56}Fe и ^{58}Ni .

Из результатов проведенных вычислений следует, что появление внутри звезды слоев с избытком или дефицитом атомов какого-либо химического элемента зависит от положения максимума лучистого давления g_{rad} относительно границ конвективной зоны. Эта особенность иллюстрируется рис. 6, где приведены графики пространственного распределения кальция и железа в звезде с массой $M = 1.7 M_{\odot}$ при трех значениях возраста звезды: $t_{\text{ev}} = 2 \times 10^8$, 7×10^8 и 9.5×10^8 лет. Во внешних слоях рассматриваемых моделей звезд имеются две конвективных зоны. Внешняя конвективная зона охватывает слои ионизации водорода и гелия ($10^4 \text{ K} \lesssim T \lesssim 3 \times 10^4 \text{ K}$), тогда как внутренняя конвективная зона находится в сло-

ях с температурой $10^5 \text{ K} \lesssim T \lesssim 3 \times 10^5 \text{ K}$ и связана с максимумом непрозрачности элементов группы железа. Границы обеих конвективных зон схематически показаны в верхней части рис. 6.

Область $g_{\text{rad}} < g$ ($g = GM_r/r^2$ — ускорение свободного падения в слое радиуса r с лагранжевой координатой M_r) и падения содержания кальция на рис. 6 — это область, где Ca ионизован до Ne-подобного состояния — Ca XI (рис. 7), в котором он не может эффективно поглощать излучение, и гравитационное осаждение приводит к значительному уменьшению его содержания в этих слоях. В окрестности внешней границы внутренней конвективной зоны состояние ионизации Ca меняется, поглощение в линиях ионов кальция возрастает, и преобладает радиативное выталкивание. С течением времени содержание кальция в зоне конвективного перемешивания убывает вследствие его выгребания за пределы конвективной зоны.

У железа область Ne-подобного состояния находится намного глубже внутренней конвективной зоны, а в окрестностях ее нижней границы доминируют ионы Fe X–Fe XIII со сложной структурой энергетических состояний, и максимум лучистого давления обусловлен поглощением в их многочисленных линиях. Под действием лучистого давления атомы железа выталкиваются к нижней границе внутренней конвективной зоны, в которой возникает значительный избыток железа.

Из-за отсутствия данных по монокроматическому коэффициенту поглощения Sc в базе данных Opacity Project (Ситон, 2005) мы не можем дать количественные оценки содержания Sc. Но рис. 7 показывает, что ионизационное состояние Sc изменяется с глубиной так же, как для Ca. Доминирование Ne-подобного иона Sc XII в протяженной области $2.5 \times 10^5 \text{ K} < T < 5 \times 10^5 \text{ K}$ должно привести к падению содержания Sc в этой области и дефициту Sc на поверхности, как в случае Ca.

Рисунок 8 иллюстрирует зависимость профилей содержания Ca и Fe от массы звезды. Представлены две модели с $M = 1.5$ и $2.2 M_{\odot}$ и одинаковым возрастом 800 млн. лет. Диффузионными процессами охвачены поверхностные слои, масса которых составляет $\sim 10^{-3}$ массы звезды. Железо аккумулируется в слоях с $1.5 \times 10^5 \text{ K} < T < 2.5 \times 10^5 \text{ K}$. На поверхности обе модели предсказывают избыток Fe относительно начального значения, но он значительно больше в модели с большей массой. Содержание Ca показывает резкое падение в области $-7 < \lg(1 - M_r/M) < -5$, примерно на 6 и 2 порядка величины в моделях 1.5 и $2.2 M_{\odot}$. На поверхности модель $1.5 M_{\odot}$ предсказывает значительный дефицит кальция: $\lg \text{Ca}/\text{Ca}_0 = -0.78$, тогда как в модели $2.2 M_{\odot}$ поверхностное содержание Ca близко к солнечному.

Сравнение с наблюдениями. Эволюционное изменение поверхностного содержания Ca и Fe в моделях

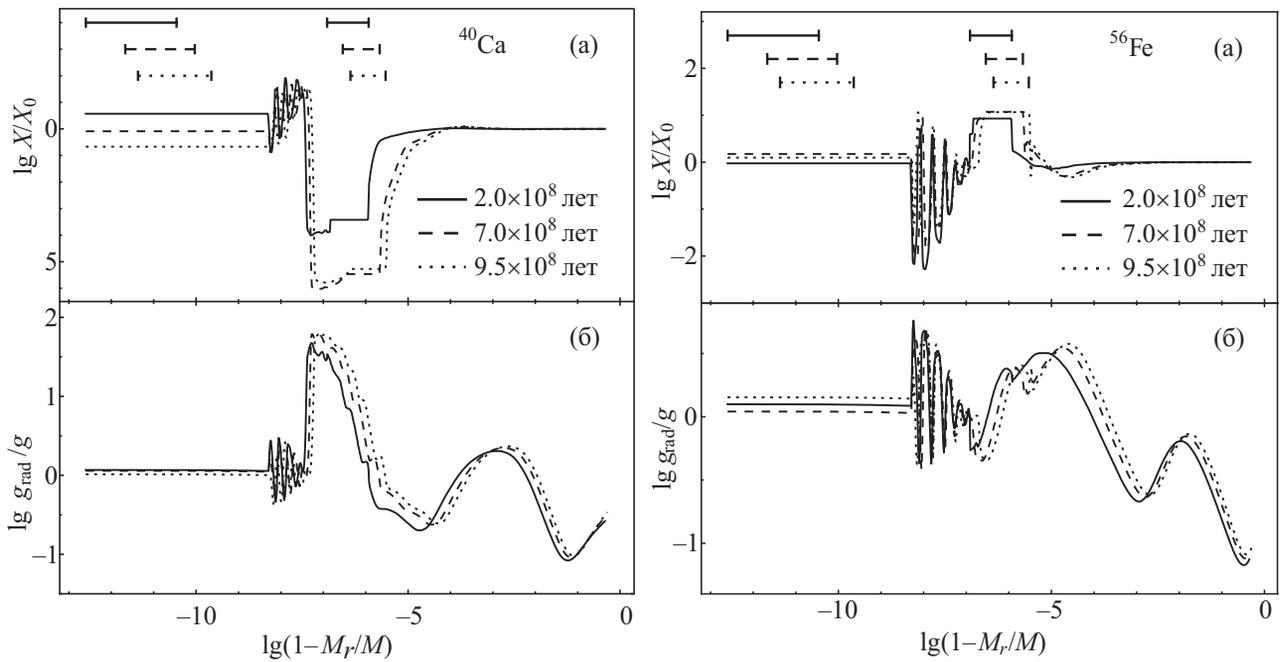


Рис. 6. Отношения содержаний кальция (левая панель) и железа (правая панель) к их первоначальным значениям (а) и отношения радиативного ускорения атомов кальция (левая панель) и железа (правая панель) к ускорению силы тяжести (б) в зависимости от лагранжевой массовой координаты для моделей эволюционной последовательности $M = 1.7M_{\odot}$ с возрастом 2.0×10^8 лет (сплошные кривые), 7.0×10^8 лет (штриховые кривые) и 9.5×10^8 лет (пунктирные кривые). В верхней части рисунка схематически показаны границы зон конвективного перемешивания.

с массами от 1.5 до $2.5 M_{\odot}$ показано на рис. 9 в сравнении с наблюдаемым содержанием у Am звезд в рассеянных скоплениях разного возраста. Поскольку массы Am звезд неизвестны, то можно сделать вывод о согласии теории и наблюдений для каждого из скоплений. Но ситуация различна для молодого скопления Pleiades (110 млн лет) и остальных трех скоплений с возрастом более 600 млн лет. У каждого из более старых скоплений анализ содержания Ca, и Fe указывает на одинаковый диапазон масс звезд — от 1.7 до $2.2 M_{\odot}$ для Coma и от 1.5 до $2.2 M_{\odot}$ для Praesepere и Hyades. Но разные звездные массы требуются для описания содержания Ca и Fe у звезд в скоплении Pleiades: наименее массивные с $M = 1.5, 1.7 M_{\odot}$ для Ca и, наоборот, наиболее массивные с $M > 2 M_{\odot}$ для Fe.

4.3. Сириус: сравнение с диффузионными моделями

Возможно, наиболее хорошо изученной Am звездой является Сириус. Могут ли диффузионные модели объяснить его наблюдаемый химический состав? Рис. 10 представляет содержание 18 элементов от He до Ni по данным Романовская и др. (2023) и Машонкина (2024, только Sc). Из них, содержание 13 элементов получено на основе не-ЛТР расчетов. Для V, Cr, Mn, Co и Ni есть только ЛТР содержание, но не-ЛТР поправки, вероятно, малы и близки к средней разнице $\lg \epsilon_{NLTE} - \lg \epsilon_{LTE} = -0.01$ dex, которая рассчитана для Fe.

Масса Сириуса $M = 2.143M_{\odot}$ и масса второго компонента системы — белого карлика (БК) — были определены Гейтвуд, Гейтвуд (1978). С учетом продолжительности эволюции, предшествующей стадии БК, и времени остывания БК Ришер и др. (2000) оценили возраст Сириуса в 200–300 млн лет. Поэтому для сравнения с наблюдениями мы выбрали турбулентные модели R1K-2 (Ришер и др., 2000; He–Ni, кроме Sc) для $M = 2.2M_{\odot}$ и возраста 300 млн лет и RMT500 (Хуэй-Бон-Хоа и др., 2022; Sc) для $M = 2.0M_{\odot}$ и 300 млн лет, а также модели с потерей массы ML5m14 и MLm13 (Вик и др., 2010; He–Ni, кроме Sc; $2.5M_{\odot}$, 250 млн лет) и MLm14 и MLm13 (Хуэй-Бон-Хоа и др., 2022; Sc; $2.0M_{\odot}$, 250 млн лет). Как следует из рис. 10, турбулентная модель согласуется с наблюдаемым содержанием лишь для части элементов — He, N, O, Mg, Al, Si, S (большая ошибка наблюдений), Ca, Mn, Co (большая ошибка наблюдений) и Ni и только в пределах ± 0.2 dex. Модели с потерей массы тоже не могут описать содержание всех элементов. По сравнению с турбулентной моделью, они предпочтительнее для C, Na, Sc, Ti, V, Cr и Fe.

Для $M = 2 M_{\odot}$ и возраста 250 млн лет расчеты с MESA дают поверхностное содержание $\lg Ca/Ca_0 = 0.74$ и $\lg Fe/Fe_0 = 0.31$, в то время как у Сириуса содержание Ca намного ниже — $[Ca/H] = -0.18$, а содержание Fe выше — $[Fe/H] = 0.53$.

Сравнение диффузионных моделей Ришер и др.

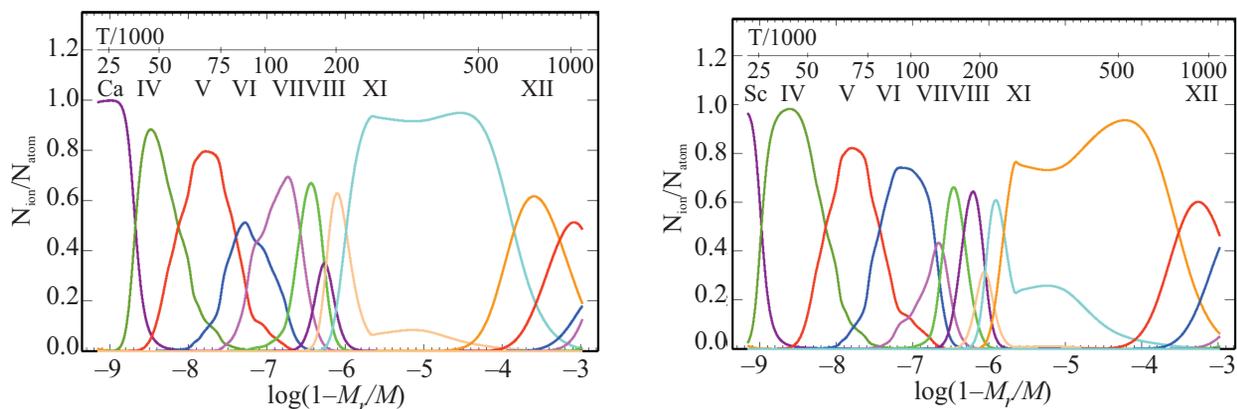


Рис. 7. Отношение концентрации ионов Ca и Sc к полному числу атомов данного элемента как функция глубины $\lg(1 - M_r/M)$ в модели звезды с $M = 1.7 M_{\odot}$ и возрастом 700 млн лет.

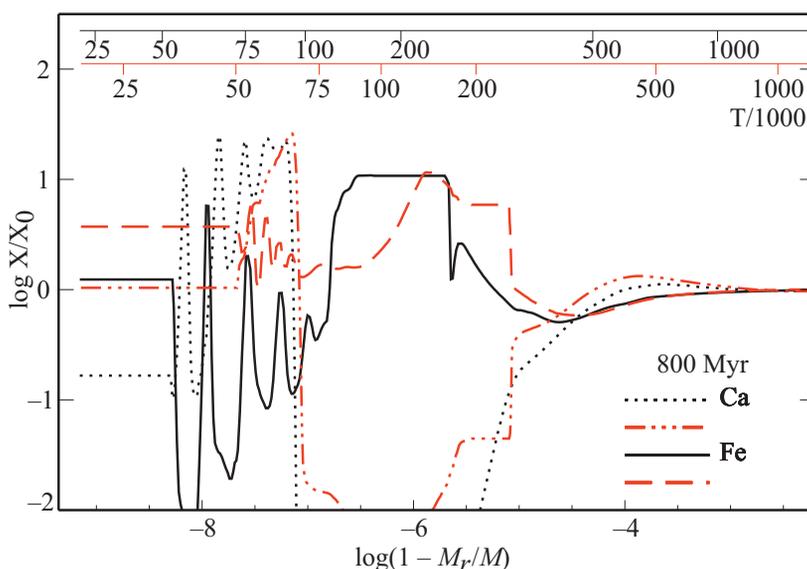


Рис. 8. Отношение содержания Ca и Fe к их первоначальным значениям как функция глубины $\lg(1 - M_r/M)$ в моделях звезд с $M = 1.5$ и $2.2 M_{\odot}$ одинакового возраста 800 млн лет. Начальный химический состав — солнечный. Пунктирная и штриховая с тремя точками кривые соответствуют Ca в моделях с $M = 1.5$ и $2.2 M_{\odot}$. Для Fe соответствующие кривые — сплошная и штриховая.

(2000) и Вик и др. (2010) с наблюдательными данными для Сириуса проводилось ранее Ришер и др. (2000), Ландстрит (2011), Мишо и др. (2011). Используя ЛТР содержание элементов от Ne до Ni (Ландстрит, 2011; Мишо и др., 2011) сделали вывод, что, за исключением N и Na, диффузионные модели воспроизводят наблюдения в пределах 2σ . Отметим, что для C Ландстрит (2011) получил большую ошибку $\sigma \approx 0.25$ dex. Авторы всех трех работ предположили, что остающиеся расхождения между наблюдениями и диффузионными моделями обусловлены загрязнением атмосферы Сириуса продуктами нуклеосинтеза в более массивном компаньоне, который сейчас наблюдается как белый карлик.

Используя наши данные о содержании элемен-

тов в атмосфере Сириуса, рассмотрим, насколько вероятно гипотеза о влиянии переноса массы с проэволюционировавшего компаньона на содержание C, N, O. Ландстрит (2011) оценил начальную массу компаньона как $\sim 6 M_{\odot}$. В процессе эволюции такая звезда могла пройти через этап выноса продуктов CNO-цикла на поверхность с дефицитом C и избытком N. Именно такое явление наблюдается в атмосферах В-сверхгигантов (Пшибилла и др., 2010), но, в соответствии с предсказаниями теории, сумма наблюдаемого содержания C + N + O в продуктах CNO-цикла равна начальной сумме содержания этих элементов. У Сириуса $\lg \epsilon(C + N + O) = 8.65$, что меньше солнечного значения на 0.3 dex. Поэтому содержание C, N, O у Сириуса не может быть объяснено переносом

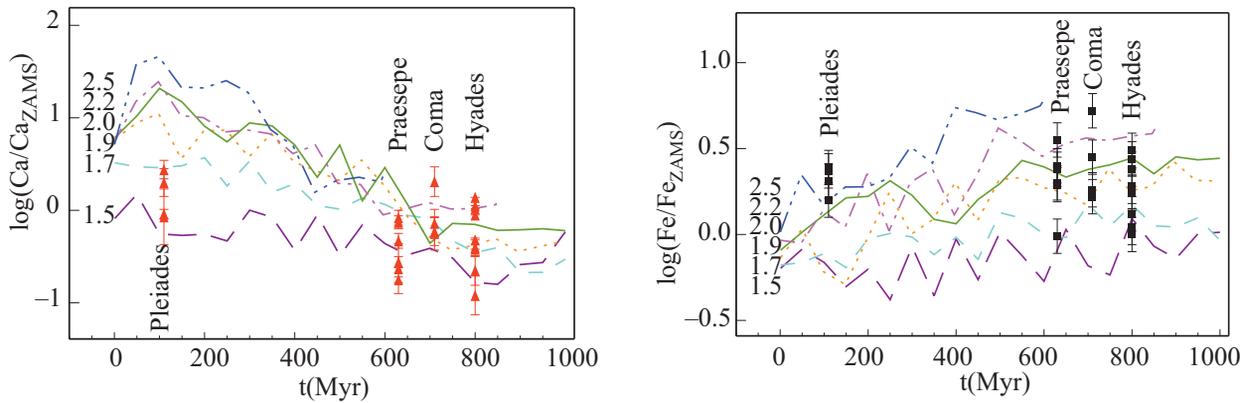


Рис. 9. Наблюдаемое содержание Ca (левая панель, треугольники) и Fe (правая панель, квадраты) в атмосферах Am звезд относительно начальных значений в родительских рассеянных скоплениях в сравнении с изменением с возрастом поверхностного содержания Ca и Fe в моделях разных звездных масс, рассчитанных по программе MESA. Кривые разного типа соответствуют массам $M = 1.5$ (длинный штрих), 1.7 (короткий штрих), 1.9 (пунктир), 2.0 (сплошная), 2.2 (штрихпунктир) и $2.5 M_{\odot}$ (штрих с тремя точками).

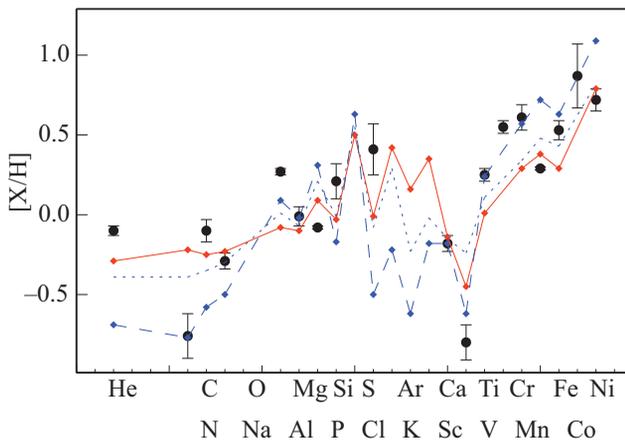


Рис. 10. Содержание химических элементов у Сириуса (кружки) и диффузионные модели: турбулентные модели R1K-2 и RMT500 (сплошная линия) и модели с потерей массы ML5m14 и MLm14 (штриховая линия), MLm13 (пунктирная линия). Ссылки и пояснения см. в тексте.

звездным ветром продуктов CNO-цикла со второго компонента, когда он был сверхгигантом. Для того, чтобы объяснить большой дефицит углерода в атмосфере Сириуса — $[C/H] = -0.69$ (Машонкина и др., 2020) переносом массы со второго компонента, когда он был на стадии асимптотической ветви гигантов, нужно предположить, что на этой стадии происходит разрушение, а не синтез углерода. Отметим также, что содержание элементов s-процесса (Sr, Y, Zr, Ba) у Сириуса не выше, чем у других Am звезд (Романовская и др., 2023).

Отмеченная выше проблема воспроизведения содержания Ca и Fe у звезд молодого скопления Плеяды может касаться и Сириуса. Вероятно, физика процессов, участвующих в разделении химических элемен-

тов, сложнее, чем та, что включена в современные модели. Например, звезда St1612 является членом рассеянного скопления Stock 16, возраст которого Нетопил и др. (2014) оценивают в 4–6 млн лет, но уже обнаруживает явные признаки Am звезды с $[Fe/H] = 0.44$, $[Ca/H] = -0.15$ и $[Sc/H] = -0.59$.

5. ВЫВОДЫ

Опираясь на каталог Газарян и др. (2018) и используя другие литературные источники, мы сформировали выборку 54 Am звезд и получили однородную систему содержания Ca и Sc с учетом отклонений от ЛТР. Анализ спектра звезды HD 95608 из архива UVES/VLT2 подтверждает экстремально низкое содержание Sc, и верхний предел определен нами как $[Sc/H] \leq -1.64$ (не-ЛТР). При этом звезда имеет типичное для Am звезд содержание Ca и Fe.

Статистический анализ выявил корреляцию содержания Ca и Sc с T_{eff} , коэффициенты ранговой корреляции Спирмена составляют $\rho(\text{Ca}-T_{\text{eff}}) = 0.54$ и $\rho(\text{Sc}-T_{\text{eff}}) = 0.46$. У звезд с $\lg g < 4$ содержание как Ca, так и Sc растет с ростом T_{eff} быстрее, чем у звезд с $\lg g \geq 4$. Избыток Fe относительно солнечного содержания в среднем одинаковый во всем диапазоне $7200 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 10\,030 \text{ K}$. Отклонения в содержании Ca и Sc от солнечных значений не коррелируют с $[Fe/H]$ и скоростью вращения звезды.

Am звезды демонстрируют, в среднем, более высокое содержание $[Ca/H]$ по сравнению со $[Sc/H]$ и $[Ca/Sc] = 0.41 \pm 0.30$. Разброс значений $[Ca/Sc]$ у звезд с близкими параметрами (T_{eff} , или $[Fe/H]$, или $V \sin i$) велик, но есть намек на систематическую разницу между звездами с $\lg g \geq 4$ и $\lg g < 4$ при самых высоких температурах ($>9500 \text{ K}$). У звезд с $\lg g \geq 4$ сохраняется дефицит скандия в атмосфере, хотя он и уменьшается по сравнению с более холодными звез-

дами, и $[Ca/Sc] \sim 0.5$. У звезд, продвинувшихся дальше на эволюционном пути ($\lg g < 4$), химическое разделение элементов приводит примерно к одинаковому избытку Ca, Sc и Fe в поверхностных слоях.

С использованием программы MESA проведены эволюционные расчеты с учетом атомной диффузии для звездных масс $1.5\text{--}3.0 M_{\odot}$. Сравнение с наблюдаемым содержанием Ca и Fe у Am звезд в рассеянных скоплениях показало, что для скоплений с возрастом более 600 млн лет (Praesepere, Coma, Hyades) теория правильно предсказывает изменение поверхностного содержания в результате атомной диффузии и нет необходимости во введении дополнительных механизмов сепарации или перемешивания вещества. Для молодых Am звезд в скоплении Pleiades (110 млн лет) модели разных масс требуются для описания содержания Ca и Fe.

Для тех же скоплений проведено сравнение содержания Ca, Sc и Fe у Am звезд с диффузионными моделями, имеющимися в литературе: турбулентными моделями Ришер и др. (2000) для Ca и Fe и Хуэй-Бон-Хоа и др. (2022) для Sc, а также моделями с потерей массы Вик и др. (2010) для Ca и Fe и Хуэй-Бон-Хоа и др. (2022) для Sc. Можно сделать следующие выводы. Содержание Fe у Am звезд разного возраста и разной массы воспроизводится турбулентными моделями с большим значением свободного параметра $\omega = 10^3$. Те же модели предсказывают почти постоянное содержание Ca у звезд одного возраста, независимо от их массы. Но в каждом скоплении наблюдается значительный разброс данных даже у звезд с близкими $T_{\text{eff}}/\lg g$ — более 0.5 dex, поэтому лишь для половины звезд модели согласуются с наблюдениями. В содержании Sc наблюдается почти такой же разброс данных, как и для Ca, но вывод о предпочтительности турбулентных моделей с $\omega = 500$ по сравнению с моделями с потерей массы — более уверенный. Для того, чтобы с моделями с потерей массы воспроизвести наблюдения Sc у молодых звезд в скоплении Pleiades, \dot{M} должна быть $\sim 10^{-13} M_{\odot}$. Для более старых звезд в скоплениях Praesepere и Hyades \dot{M} должна быть на порядок ниже.

Ни одна из диффузионных моделей, соответствующих массе и возрасту хорошо изученной Am звезды Сириус, не воспроизводит наблюдаемую у нее кривую распространенности элементов от He до Ni. Гипотеза о влиянии переноса массы с проэволюционировавшего компаньона на химический состав Сириуса представляется маловероятной.

Гравитационное осаждение и конкурирующий процесс, связанный с радиативным давлением, — это основной механизм возникновения химических аномалий в атмосферах Am звезд. И все-таки диффузионные модели, особенно для молодых звезд, нуждаются в дополнении и уточнении процессов, участвующих в разделении химических элементов в поверхностных слоях. Полученная в этой работе

однородная система содержания кальция и скандия у представительной выборки Am звезд может быть использована для тестирования будущих, более сложных моделей химической пекулярности Am звезд.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абт, Мойд (H.A. Abt and K.I. Moyd), *Astrophys. J.* **182**, 809 (1973).
2. Абт, Моррель (H.A. Abt and N.I. Morrell), *Astrophys. J. Suppl.* **99**, 135 (1995).
3. Адельман (S.J. Adelman), *MNRAS* **266**, 97 (1994).
4. Адельман (S.J. Adelman), *MNRAS* **280**, 130 (1996).
5. Адельман (S.J. Adelman), *MNRAS* **310**, 146 (1999).
6. Адельман и др. (S.J. Adelman, H. Caliskan, D. Kocer, and C. Bolcal), *MNRAS* **288**, 470 (1997).
7. Адельман и др. (S.J. Adelman, H. Caliskan, T. Cay, D. Kocer, and H.G. Tektunali), *MNRAS* **305**, 591 (1999).
8. Адельман и др. (S.J. Adelman, A.F. Gulliver, and R.J. Heaton), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **127**, 58 (2015).
9. Адельман и др. (S.J. Adelman, K.Yu, and A.F. Gulliver), *Astron. Nachr.* **332**, 153 (2011).
10. Аллен (Allen's Astrophysical Quantities, 4th Edition, A.N. Cox Editor), AIP Press, Springer (2000).
11. Башек, Слеттебак (B. Baschek and A. Slettebak), *Astron. Astrophys.* **207**, 112 (1988).
12. Бём-Витензе (E. Böhm-Vitense), *Zeitschrift für Astrophys.* **46**, 108 (1958).
13. Бюргерс (J.M. Burgers), *Flow equations for composite gases* (Academic Press, New York and London, 1969).
14. Варенне, Монье (O. Varenne and R. Monier), *Astron. Astrophys.* **351**, 247 (1999).
15. Венн, Ламберт (K.A. Venn and D.L. Lambert), *Astrophys. J.* **363**, 234 (1990).
16. Вик и др. (M. Vick, G. Michaud, J. Richer, and O. Richard), *Astron. Astrophys.* **521**, A62 (2010).
17. Газарян и др. (S. Ghazaryan, G. Alecian, and A.A. Hakobyan), *MNRAS* **480**, 2953 (2018).
18. Гейтвуд, Гейтвуд (G.D. Gatewood and C.V. Gatewood), *Astrophys. J.* **225**, 191 (1978).
19. Гебран, Монье (M. Gebran and R. Monier), *Astron. Astrophys.* **483**, 567 (2008).
20. Гебран и др. (M. Gebran, R. Monier, and O. Richard), *Astron. Astrophys.* **479**, 189 (2008).
21. Гебран и др. (M. Gebran, M. Vick, R. Monier, and L. Fossati), *Astron. Astrophys.* **523**, A71 (2010).
22. Джермин и др. (A.S. Jermyn, E.B. Bauer, J. Schwab, R. Farmer, W.H. Ball, E.P. Bellinger, A. Dotter, M. Joyce, P. Marchant, J.S.G. Mombarg, W.M. Wolf, W.T.L. Sunny, G.C. Cinquegrana, E. Farrell, R. Smolec, A. Thoul, M. Cantiello, F. Herwig, O. Toloza, L. Bildsten, R.H.D. Townsend, and F.X. Timmes), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **243**, 10 (2019).
23. Калискан, Адельман (H. Caliskan and S.J. Adelman), *MNRAS* **288**, 501 (1997).
24. Кастелли, Хубриг (F. Castelli and S. Hubrig), *Astron. Astrophys.* **425**, 263 (2004).

25. Кампилио и др. (B. Campilho, M. Deal M., and D. Bossini), *Astron. Astrophys.* **659**, A162 (2022).
26. Катанзаро и др. (G. Catanzaro, C. Colombo, C. Ferrara, and M. Giarrusso), *MNRAS* **515**, 4350 (2022).
27. Киликоглу и др. (T. Kılıçoğlu, R. Monier, J. Richer, L. Fossati, and B. Albayrak), *Astron. J.* **151**, 49 (2016).
28. Конти (P.S. Conti), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **82**, 781 (1970).
29. Кочухов (O. Kochukhov), *Astrophysics Source Code Library, record ascl:1805.015* (2018).
30. Ландстрит (J. D. Landstreet), *Astron. Astrophys.* **528**, A132 (2011).
31. ЛеБлан и др. (F. LeBlanc, V. Khalack, B. Yameogo, C. Thibeault, and I. Gallant), *MNRAS* **453**, 3766 (2015).
32. Лоддерс (K. Lodders), *Space Sci. Rev.* **217**, id.44 (2021).
33. Лоулер, Дакин (J. E. Lawler and J. T. Dakin), *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 1457 (1989).
34. Лоулер и др. (J.E. Lawler, Hala, C. Sneden, G. Nave, M.P. Wood, and J.J. Cowan), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **241**, 21 (2019).
35. Машонкина (L. Mashonkina), *MNRAS* **527**, 8234 (2024).
36. Машонкина и др. (L. Mashonkina, T. Ryabchikova, S. Alexeewa, T. Sitnova, and O. Zatsarinny), *MNRAS* **499**, 3706 (2020).
37. Мишо (G. Michaud), *Astrophys. J.* **160**, 641 (1970).
38. Мишо и др. (G. Michaud, J. Richer, M. Vick), *Astron. Astrophys.* **534**, A18 (2011).
39. Морель, Лебретон (P. Morel and Y. Lebreton), *Astrophys. Space Sci.* **316**, 61 (2008).
40. Нетопил и др. (M. Netopil, L. Fossati, E. Paunzen, K. Zwintz, O. I. Pintado, and S. Bagnulo), *MNRAS* **442**, 3761 (2014).
41. Нетопил и др. (M. Netopil, I. A. Oralhan, H. Çakmak, R. Michel, and Y. Karataş), *MNRAS* **509**, 421 (2022).
42. Нимчура и др. (E. Niemczura, S.J. Murphy, B. Smalley, K. Uytterhoeven, A. Pigulski, H. Lehmann, D.M. Bowman, G. Catanzaro, E. van Aarle, S. Bloemen, M. Briquet, P. De Cat, D. Drobek, L. Eyer, J.F.S. Gameiro, N. Gorlova, K. Kamiński, P. Lampens, P. Marcos-Arenal, P.I. Pápics, B. Vandenbussche, H. Van Winckel, M. Stęślicki, and M. Fagas), *MNRAS* **450**, 2764 (2015).
43. Пакстон и др. (B. Paxton, J. Schwab, E.V. Bauer, L. Bildsten, S. Blinnikov, P. Duffell, R. Farmer, J.A. Goldberg, P. Marchant, E. Sorokina, A. Thoul, R.H.D. Townsend, and F.X. Timmes), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **234**, 34 (2018).
44. Пахомов и др. (Пахомов Ю.В., Рябчикова Т.А., Пискунов Н.Е.), *Письма в Астрон. Журн.* **63**, 1010 (2019).
45. Престон (G.W. Preston), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **12**, 257 (1974).
46. Пшибилла и др. (N. Przybilla, M. Firnstein, M.F. Nieva, G. Meunet, A. Maeder), *Astron. Astrophys.* **517**, A38 (2010).
47. Ренсон, Манфройд (P. Renson and J. Manfroid), *Astron. Astrophys.* **498**, 961 (2009).
48. Ришер и др. (J. Richer, G. Michaud, and S. Turcotte), *Astrophys. J.* **529**, 338 (2000).
49. Ройер и др. (F. Royer, J. Zorec, and A.E. Gómez), *Astron. Astrophys.* **463**, 671 (2007).
50. Ройер и др. (F. Royer, M. Gebran, R. Monier, S. Adelman, B. Smalley, O. Pintado, A. Reiners, G. Hill, and A. Gulliver), *Astron. Astrophys.* **562**, A84 (2014).
51. Романовская и др. (A. Romanovskaya, T. Ryabchikova, Yu. Pakhomov, S. Korotin, and T. Sitnova), *MNRAS* **525**, 3386 (2023).
52. Рябчикова и др. (T. Ryabchikova, N. Piskunov, R.L. Kurucz, H.C. Stempels, U. Heiter, Y. Pakhomov, and P.S. Barklem), *Phys. Scr.* **90**, 054005 (2015).
53. Ситнова и др. (T.M. Sitnova, L.I. Mashonkina, and T.A. Ryabchikova), *MNRAS* **477**, 3343 (2018).
54. Ситон (M.J. Seaton), *MNRAS* **362**, L1 (2005).
55. Спирмен (C. Spearman), *Am. J. Psychol.* **15**, 72 (1904).
56. Траст и др. (O. Trust, L. Mashonkina, E. Jurua, P. De Cat, V. Tsymbal, and S. Joshi), *MNRAS* **524**, 1044 (2023).
57. Туркот и др. (S. Turcotte, J. Richer, G. Michaud, C.A. Iglesias, and F.J. Rogers), *Astrophys. J.* **504**, 539 (1998).
58. Уотсон (W.D. Watson), *Astrophys. J.* **162**, L45 (1970).
59. Фолсом и др. (C.P. Folsom, O. Kochukhov, G.A. Wade, J. Silvester, and S. Bagnulo), *MNRAS* **407**, 2383 (2010).
60. Фолсом и др. (C.P. Folsom, G.A. Wade, and N.M. Johnson), *MNRAS* **433**, 3336 (2013).
61. Фоссати и др. (L. Fossati, S. Bagnulo, R. Monier, S.A. Khan, O. Kochukhov, J. Landstreet, G. Wade, and W. Weiss), *Astron. Astrophys.* **476**, 911 (2007).
62. Халак и Леблан (V. Khalack and F. LeBlanc), *Astron. J.* **150**, id. 2 (2015).
63. Хервиг (F. Herwig), *Astron. Astrophys.* **360**, 952 (2000).
64. Ху и др. (H. Hu, C.A. Tout, E. Glebbeek and M.A. Dupret), *MNRAS* **418**, 195 (2011).
65. Хуэй-Бон-Хоа и др. (A. Hui-Bon-Hoa, C. Burkhardt, and G. Alecian), *Astron. Astrophys.* **323**, 901 (1997).
66. Хуэй-Бон-Хоа и Алесьян (A. Hui-Bon-Hoa and G. Alecian), *Astron. Astrophys.* **332**, 224 (1998).
67. Хуэй-Бон-Хоа и др. (A. Hui-Bon-Hoa, G. Alecian, and F. LeBlanc), *Astron. Astrophys.* **668**, A6 (2022).
68. Цымбал и др. (V. Tsymbal, T. Ryabchikova, and T. Sitnova), in Kudryavtsev D.O., Romanyuk I.I., Yakunin I.A., eds, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **518**. Physics of Magnetic stars, San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 247 (2019).
69. Яшек, Яшек (M. Jасhek and C. Jасhek), *Astron. J.* **62**, 343 (1957).

НЕ-ЛТР СОДЕРЖАНИЕ АЗОТА У СОЛНЦА И ИЗБРАННЫХ ЗВЕЗД СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ А-F

© 2024 г. Л. И. Машонкина^{1,2*}, Т. А. Рябчикова¹

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

²Институт лазерной физики СО РАН, Россия

Поступила в редакцию 10.05.2024 г.

После доработки 28.05.2024 г.; принята к публикации 06.06.2024 г.

Построена новая модель атома N I с использованием уровней энергии, известных из лабораторных измерений и предсказанных в расчетах атомной структуры N I, и современных атомных данных для расчета радиативных и столкновительных скоростей переходов. С классической одномерной (1D, MARCS) моделью солнечной атмосферы и с учетом отклонений от локального термодинамического равновесия (не-ЛТР эффектов) определено содержание $\lg \epsilon_{\odot, N}(1D \text{ NLTE}) = 7.92 \pm 0.03$ по линиям N I методом синтетического спектра. С учетом 3D-поправок Амарси и др. (2020) мы получили для Солнца $\lg \epsilon_{\odot, N}(\text{NLTE}+3D) = 7.88 \pm 0.03$. По спектрам высокого разрешения определено не-ЛТР содержание азота у 11 непроэволюционировавших звезд спектральных классов А-F с надежно определенными параметрами атмосфер. Учет не-ЛТР ведет к усилению линий N I, и не-ЛТР эффекты растут с ростом эффективной температуры. Для каждой из звезд учет отклонений от ЛТР ведет к уменьшению среднеквадратичной ошибки определения содержания по сравнению со случаем ЛТР. Для нормальных А-звезд учет не-ЛТР устраняет избытки относительно солнечного содержания азота, получаемые в ЛТР анализе. Звезда HD 172167 (Beta) типа λ Boo тоже имеет солнечное содержание азота. У четырех Am звезд наблюдается разброс — от дефицита азота с $[N/H] = -0.44$ до избытка с $[N/H] = 0.39$. Содержание азота, полученное для Солнца и нормальных А-звезд, согласуется в пределах ошибки определения с литературными данными о содержании азота в межзвездном газе и у звезд раннего класса В.

Ключевые слова: атмосферы звезд, формирование спектральных линий, содержание азота в звездах.

DOI: 10.31857/S0320010824060022, EDN: MYAAPL

1. ВВЕДЕНИЕ

Азот — один из трех наиболее распространенных элементов (C, N, O) после водорода и гелия. Он играет важную роль в физике звезд, и знание его распространенности (содержания) в конкретной звезде, а вернее, изменения по сравнению с первоначальным содержанием при рождении звезды — это ключ к пониманию эволюционного статуса звезды и происходящих в ней физических процессов. Общепринято считать, что химический состав галактического вещества очень слабо изменился после образования Солнечной системы, поэтому для большинства химических элементов их содержание в метеоритах служит эталонным современным содержанием в Галактике или космическим стандартом. Но азот относится к летучим элементам, и космический стандарт его содержания определяется по Солнцу и молодым непроэволюционировавшим звездам.

В солнечном спектре азот наблюдается в немногочисленных, слабых и блендированных линиях атомов N I, а также в линиях молекул NH и CN. В течение многих лет стандартным считалось содержание, полученное Андерс и Гревесс (1989) по молекулярным линиям с использованием полуэмпирической моде-

ли солнечной атмосферы Холвегер и Мюллер (1974): $\lg \epsilon_{\odot, N} = 8.05 \pm 0.04$. Здесь и далее используется шкала содержания, в которой $\lg \epsilon_H = 12$. Для той же модели атмосферы, но по линиям N I Ренч-Хольм (1996) получила $\lg \epsilon_{\odot, N} = 8.05 \pm 0.09$ без использования предположения о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР). Далее такой подход будем называть не-ЛТР (non-LTE, NLTE). В начале 2000-х гг. распространение получили 3-мерные (3D) модели атмосферы, основанные на гидродинамических расчетах и учитывающие неоднородность физических условий не только по радиусу, но и в горизонтальных плоскостях. С использованием 3D-модели и не-ЛТР поправок к содержанию (разностей между не-ЛТР и ЛТР содержанием: $\Delta_{\text{NLTE}} = \lg \epsilon_{\text{NLTE}} - \lg \epsilon_{\text{LTE}}$), рассчитанных с 1D-моделью для линий N I, Каффо и др. (2009) получили $\lg \epsilon_{\odot, N} = 7.86$. В самосогласованных 3D и не-ЛТР расчетах атомарных линий Амарси и др. (2020) определили низкое содержание — $\lg \epsilon_{\odot, N} = 7.767$, но более высокое значение — $\lg \epsilon_{\odot, N} = 7.89$ (3D) — получилось по линиям NH и CN (Амарси и др., 2021). Необходимо понять причины таких расхождений между разными авторами и между атомарными и молекулярными линиями.

Для звезд спектрального класса А не-ЛТР содержание по линиям N I определялось в работах Такеда

*Электронный адрес: lima@inasan.ru

(1992), Лемке и Вен (1996), Ренч-Хольм (1996), Пшибилла и Батлер (2001), Любимков и др. (2011) обра и в более поздних исследованиях этих авторов с использованием разработанных ими не-ЛТР методов. Методы апробировались на звезде Вега (HD 172167) с надежными параметрами атмосферы и наблюдаемым спектром высокого качества. В разных работах не-ЛТР поправки для одной и той же линии различаются на 0.2 dex и более. Например, для N I 8683 Å Ренч-Хольм (1996) и Пшибилла и Батлер (2001) дают $\Delta_{\text{NLTE}} = -0.53$ dex и -0.26 dex. Такеда (1992) и Лемке и Вен (1996) обратили внимание на чувствительность не-ЛТР результатов для N I к содержанию углерода и металлов в модели атмосферы, т.е. к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне.

Для звезды 21 Peg (HD 209459, B9.5 V) Романовская и др. (2023) определили $\lg \epsilon_{\text{NLTE}} = 7.53$ по линиям N I, что много ниже самого низкого значения солнечного содержания. Для сравнения, Ниева и Пшибилла (2012) установили $\lg \epsilon_{\text{NLTE}} = 7.79 \pm 0.04$ по линиям N II у звезд раннего класса В.

Противоречивые результаты для Солнца и молодых А-В звезд мотивировали настоящее исследование. Были поставлены следующие задачи.

1. Построение новой модели атома N I для применения как к звездам солнечного типа, так и А-звездам. Модель атома должна быть как можно более полной и обеспечивать тесную связь уровней N I с основным состоянием следующей стадии ионизации.

2. Определение содержания по линиям N I в солнечном спектре. У нас уже есть опыт определения солнечного содержания элементов с использованием не-ЛТР подхода и классической одномерной (1D) модели солнечной атмосферы из сетки моделей MARCS (Густафссон и др., 2008), и наши результаты прекрасно согласуются с самосогласованными 3D и не-ЛТР расчетами Асплунд и др. (2021). Алексеева и Машонкина (2015) получили одинаковое содержание по линиям C I и молекулярным линиям C₂ и CN: $\lg \epsilon_{\odot, \text{C}} = 8.43 \pm 0.02$, которое на 0.03 dex меньше, чем у Асплунд и др. (2021). С той же моделью атмосферы по линиям O I Ситнова и Машонкина (2018) определили не-ЛТР содержание $\lg \epsilon_{\odot, \text{O}} = 8.70 \pm 0.08$, которое в пределах 0.01 dex согласуется с данными Асплунд и др. (2021).

3. Определение содержания по линиям N I с учетом отклонений от ЛТР для избранных звезд спектральных классов F, A и позднего В. Это будет продолжение наших предыдущих детальных исследований химического состава этих звезд. Результаты определения не-ЛТР содержания He, C, O, Na, Mg, Si, Ca, Ti, Sr, Zr и Ba обобщены в статьях Машонкиной и др. (2020) и Романовской и др. (2023). Ситнова и др. (2022) и Машонкина (2024) определили не-ЛТР содержание Zn и Sc.

Статья построена следующим образом. Новая мо-

дель атома N I представлена в разделе 2. Разработанный метод применяется для определения не-ЛТР содержания азота в солнечной атмосфере (раздел 3) и у выборки А-F звезд с надежно определенными параметрами атмосфер (раздел 4). Выводы формулируются в разделе 5.

2. МЕТОД НЕ-ЛТР РАСЧЕТОВ ДЛЯ N I

2.1. Модель атома N I

Энергии уровней. Модель атома построена с использованием 321 уровня энергии N I из базы экспериментальных данных NIST¹ (Крамида и др., 2019) и 503 уровней, предсказанных в расчетах атомной структуры N I (Куруц, 2014), но не обнаруженных (пока) в лабораторных измерениях. Энергии возбуждения самых верхних уровней меньше энергии ионизации N I на 0.08–0.26 эВ, что намного меньше средней кинетической энергии электронов при температурах вплоть до 20 000 К. Это обеспечивает эффективную связь уровней N I с основным состоянием N II посредством столкновений. Тонкое расщепление уровней не учитывалось. Высоковозбужденные уровни с малым разделением по энергии (<250 см⁻¹) и одинаковой четности были объединены в суперуровни. Они образованы преимущественно из уровней, предсказанных в расчетах атомной структуры N I. Средняя энергия объединенного суперуровня вычислялась с учетом статистических весов отдельных уровней. Окончательная модель атома включает 59 уровней N I. Однократно ионизованный азот представлен только основным состоянием со статистическим весом $g = 9$. Возбужденные уровни увеличивают сумму по состояниям N II примерно на 5% при $T = 10\,000$ К. Тестовые расчеты показали, что учет возбужденных уровней N II оказывает пренебрежимо малое влияние на величину отклонений от ЛТР для уровней N I. Модель атома представлена на рис. 1.

Радиативные скорости. gf -величины для 46 109 связанно-связанных (b-b) переходов между уровнями, использованными при построении модели атома, взяты из расчетов Куруц (2014). После объединения уровней получилось 743 b-b перехода с силой осцилляторов $f > 10^{-6}$. Для переходов из основного $2p^3\ ^4S^{\circ}$ и низковозбужденных $2p^3\ ^2D^{\circ}$, $2p^3\ ^2P^{\circ}$ уровней, в которых может происходить накачка верхних уровней УФ-излучением, радиативные скорости вычисляются с Фойгтовским профилем поглощения (всего для 16 переходов). Для остальных переходов профиль поглощения — доплеровский.

Для 33 нижних уровней с порогами ионизации $\lambda_{\text{thr}} < 18\,723$ Å сечения фотоионизации, вычисленные в рамках Orasity Project (Ситон, 1987), взяты в базе данных TOPbase (Кунто и др., 1993). Для остальных уровней сечения рассчитываются в водородопо-

¹<https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>

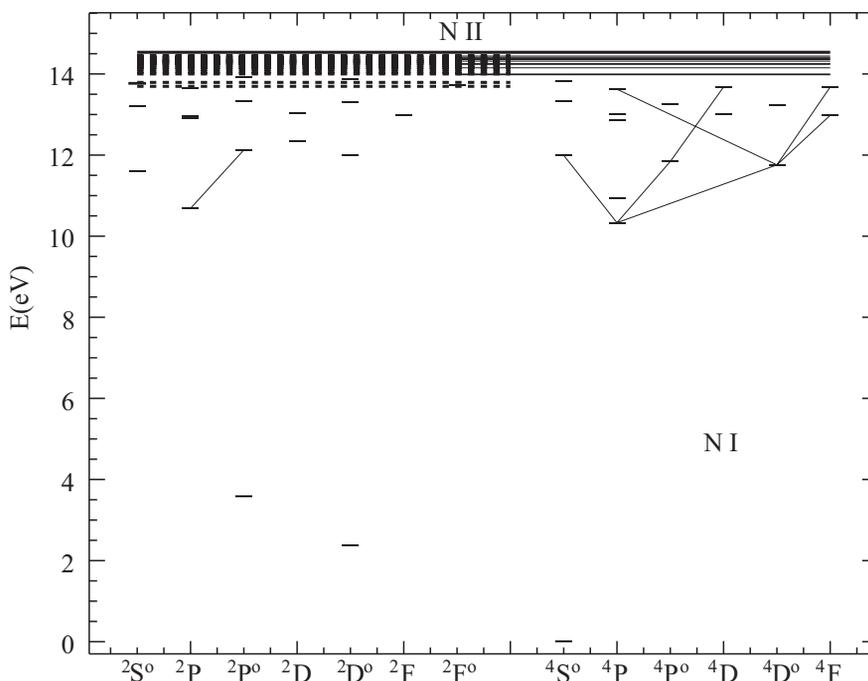


Рис. 1. Уровни энергии в модели атома N I и переходы, в которых образуются линии, использованные при определении содержания азота в звездах. Сплошные и пунктирные горизонтальные отрезки указывают энергию четных и нечетных суперуровней соответственно. Координаты суперуровней на оси X назначены произвольно, чтобы минимизировать наложение четных и нечетных уровней.

добном приближении с использованием эффективного главного квантового числа вместо главного квантового числа.

Скорости столкновительных процессов. Для возбуждения электронным ударом мы используем данные Ван и др. (2014), рассчитанные одним из вариантов метода R-matrix (B-spline R-matrix with pseudo states). Они имеются для 276 переходов между уровнями с энергией возбуждения $E_{exc} \leq 13.34$ эВ. Для остальных b-b переходов скорости столкновений с электронами рассчитываются по формуле ван Регемортера (1962), если переход разрешенный, и эффективная сила столкновений $\Omega = 1$, если переход запрещенный. Скорости ионизации электронным ударом вычисляются по формуле Ситон (1962) с использованием принятых пороговых сечений фотоионизации.

В атмосферах звезд поздних спектральных типов концентрация электронов намного меньше концентрации нейтральных атомов водорода, поэтому возбуждение уровней и образование ионов могут происходить в результате столкновений не только с электронами, но и с атомами N I. Коэффициенты скоростей неупругих процессов при столкновениях с N I взяты из расчетов Амарси и Барклем (2019) для 21 перехода $N I + N I \leftrightarrow N II + H^-$, связанного с S, P, D уровнями N I, и для 206 b-b переходов.

2.2. Статистическое равновесие N I в зависимости от эффективной температуры

Для решения системы уравнений статистического равновесия (СР) и переноса излучения в заданной модели атмосферы используется модифицированная программа DETAIL (Гиддингс, 1981; Батлер, 1984; Пшибилла и др., 2011). Отметим, что непрозрачность в многочисленных линиях рассчитывается прямым методом с использованием списка линий Куруц (1993), который насчитывает около 40 млн. линий.

На рис. 2 представлены b-факторы — $b = n_{NLTE}/n_{LTE}$ отдельных уровней N I, важных для понимания механизмов отклонений от ЛТР, в моделях атмосфер с разной эффективной температурой (T_{eff}). Здесь n_{NLTE} и n_{LTE} — населенности уровня, полученные путем решения уравнений СР (не-ЛТР) и по формулам Больцмана–Саха (ЛТР). Всюду в этой работе мы используем плоскопараллельные (1D) модели атмосфер: для Солнца с $T_{eff} = 5780$ К и поверхностным ускорением силы тяжести $\lg g = 4.44$ (5780/4.44) из базы данных MARCS² (Густафссон и др., 2008), а модели 9550/3.95 и 10 400/3.55 рассчитаны по программе LLmodels (Шуляк и др., 2004).

В атмосфере с $T_{eff} = 5780$ К нейтральные атомы доминируют в содержании азота, поэтому основное состояние и два самых низковозбужденных уровня сохраняют равновесные населенности, и для них всюду

²<http://marcs.astro.uu.se>

$b = 1$. Нижний уровень $3s^4P$ переходов, в которых образуются наблюдаемые линии (см. табл. 1), перезаселен ($b > 1$) выше $\lg \tau_{5000} = 0$ за счет радиативной накачки из основного состояния в крыльях линий N I

1199.55, 1200.22 и 1200.71 Å, а верхние уровни, например, $3p^4S^o$, опустошены ($b < 1$) спонтанными переходами в нижележащие состояния. В результате, линии N I усиливаются по сравнению со случаем ЛТР. Но эффекты отклонений от ЛТР — слабые.

В атмосфере 9550/3.95 N I остается доминирующей стадией ионизации, но усиливается роль радиативных процессов по сравнению со столкновительными, и в области формирования линий b -факторы сильнее отклоняются от 1, чем в случае солнечной атмосферы. Перезаселены не только нижние, но и верхние уровни переходов, в которых образуются наблюдаемые линии, но в меньшей степени, чем нижние. Поэтому не-ЛТР ведет к усилению поглощения в линиях.

В модели с самой высокой температурой (10 400/3.55) нейтральный и однократно ионизованный азот имеют сравнимые концентрации. Для низковозбужденных уровней $2p^3^2P^o$ ($\lambda_{thr} \simeq 1130$ Å) и $2p^3^2D^o$ ($\lambda_{thr} \simeq 1020$ Å) интенсивность ионизирующего излучения превышает локальные значения функции Планка, что ведет к сверхионизации этих уровней. Благодаря их тесной связи с основным состоянием, последнее тоже опустошается ($b < 1$). Радиативная накачка из основного состояния ведет к избыточной населенности высоковозбужденных уровней, так что в каждом из переходов, связанных с наблюдаемыми линиями, $b_{low} > b_{up}$ (верхний и нижний уровни соответствующих переходов указаны в табл. 3), и линии усиливаются по сравнению со случаем ЛТР.

3. СОДЕРЖАНИЕ АЗОТА В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

Рябчикова и др. (2022) определили одновременно содержание углерода $\lg \epsilon_C = 8.44$ и азота $\lg \epsilon_N(CN) = 7.97$ в атмосфере Солнца по молекулярным линиям C_2 и CN путем согласования синтетического и наблюдаемого спектров в спектральных областях, богатых этими линиями. Были выбраны 21 интервал в диапазоне 5100–5200 Å и 12 интервалов в диапазоне 7930–8100 Å. Согласно расчетам Амарси и др. (2021), 3D поправка к содержанию азота, полученному по линиям CN в солнечном спектре, составляет в среднем -0.06 dex. С учетом этой 3D поправки Рябчикова и др. (2022) дают $\lg \epsilon_N(CN, 3D) = 7.91 \pm 0.04$.

3.1. Анализ линий N I в солнечном спектре

Мы анализируем спектр Солнца как звезды, используя атлас Куруца и др. (1984) со спектральным разрешением $R = \lambda/\Delta\lambda \simeq 520\,000$ в красной и инфракрасной областях. Как и в наших предыдущих исследованиях, мы используем канонические параметры атмосферы Солнца: $T_{eff} = 5780$ K, $\lg g = 4.44$, скорость микротурбулентности $\xi_t = 0.9$ км/с и классическую модель атмосферы из базы данных MARCS.

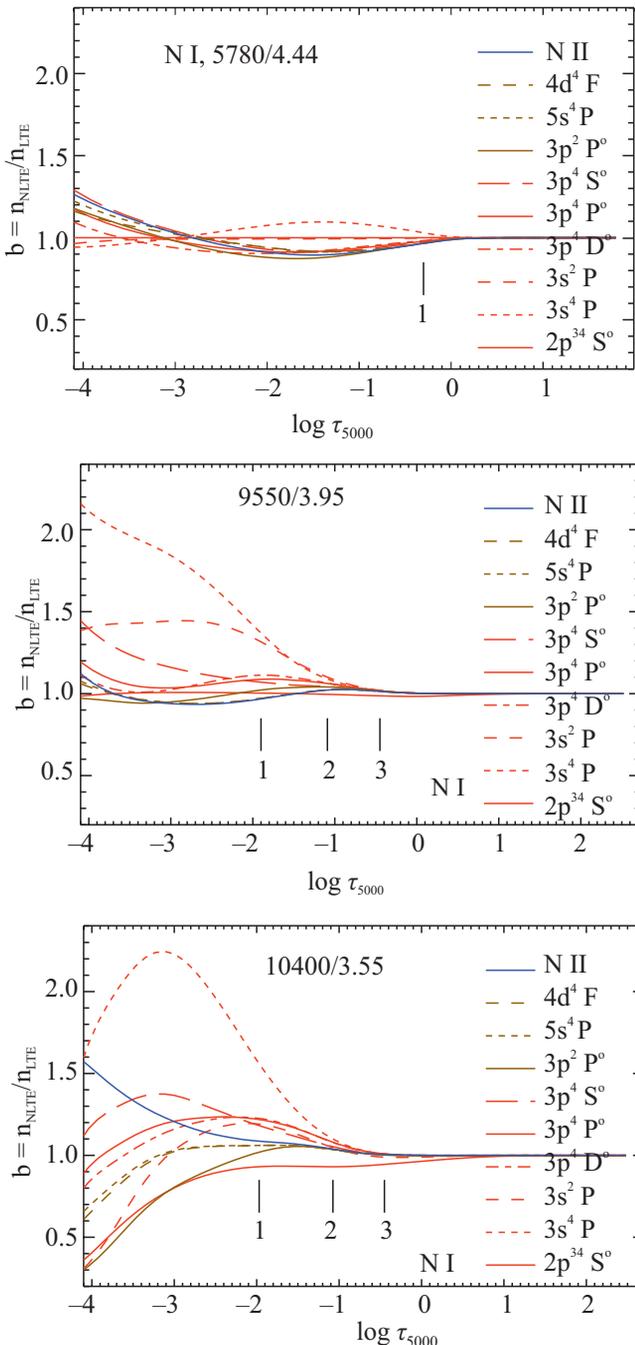


Рис. 2. b -факторы избранных уровней N I как функция оптической толщины на длине волны 5000 Å в моделях атмосферной толщины на длине волны 5000 Å в моделях атмосфер 5780/4.44 ($T_{eff} = 5780$ K, $\lg g = 4.44$), 9550/3.95 и 10 400/3.55. На каждой панели вертикальные черточки отмечают слои, где $\tau \simeq 1$ в центрах линий N I 8683 (1), 8629 (2) и 6482 Å (3). Для солнечной атмосферы отмечена глубина формирования только наиболее сильной линии.

Таблица 1. ЛТР и не-ЛТР содержание, полученное по линиям азота в солнечном спектре

λ [Å]	E_{exc} [эВ]	$\lg gf$	Переход	$\lg \epsilon$		
				ЛТР	не-ЛТР	+ 3D ¹
N I 7442.28	10.33	-0.401	$3s^4P_{3/2} - 3p^4S_{3/2}^{\circ}$	7.93	7.91	7.88
N I 8216.34	10.34	0.138	$3s^4P_{5/2} - 3p^4P_{5/2}^{\circ}$	8.00	7.95	7.92
N I 8629.24	10.69	0.077	$3s^2P_{3/2} - 3p^2P_{3/2}^{\circ}$	7.88	7.87	7.83
N I 8683.40	10.33	0.105	$3s^4P_{3/2} - 3p^4D_{5/2}^{\circ}$	7.95	7.90	7.87
N I 10108.89	11.75	0.443	$3p^4D_{3/2}^{\circ} - 3d^4F_{5/2}$	7.96	7.95	7.90
Среднее				7.94	7.92	7.88
σ				0.04	0.03	0.03
Линии CN				7.97 ± 0.04 ²		7.91

¹ Прибавлена 3D не-LTE поправка из статьи Амарси и др. (2020) для линий N I и 3D поправка из Амарси и др. (2021) для линий CN.

² из работы Рябчикова и др. (2022).

Содержание азота по атомарным линиям N I определялось методом синтетического спектра, путем автоматической подгонки теоретического спектра к наблюдаемому. Синтетический спектр рассчитывался по программе synthV_NLTE (Цымбал и др., 2019), интегрированной в программу визуализации BinMag (Кочухов, 2018). Используя b-факторы из программы DETAIL, synthV_NLTE рассчитывает линии N I с учетом не-ЛТР эффектов, а линии остальных элементов — в рамках предположения ЛТР. Параметры линий для расчета синтетического спектра взяты из текущей версии базы данных VALD3 (Vienna Atomic Line Database, Пахомов и др., 2019). Для линий N I приняты gf -величины из расчетов Тачиев и Фризе Фишер (2002), для линий молекулы CN — из работы Брук и др. (2014). В наших расчетах мы использовали фиксированное значение содержания углерода в атмосфере Солнца $\lg \epsilon_C = 8.43$, как определено в работе Алексева и Машонкина (2015).

В спектре Солнца нет неблендированных (чистых) линий N I. Наиболее подходящими для определения содержания азота являются пять линий, перечисленных в табл. 1. Четыре из пяти линий блендируются молекулярными линиями CN, а линия N I 8216.336 Å блендируется слабой линией C I. Кроме того, линии N I 8629.2 и 8683.4 Å лежат в крыльях сильной линии Ca II 8662.14 Å, дополнительное поглощение в которой необходимо учитывать при согласовании синтетического и наблюдаемого спектров. Точно так же необходимо учитывать влияние близлежащих линий других элементов, в первую очередь, элементов группы железа, которые могут влиять на положение континуума около линий N I.

Рассмотрим процедуру анализа отдельно для каждой линии.

Линия N I 8216.336 Å является наиболее подходящей, поскольку не блендируется молекулярными линиями CN. Однако эта линия находится в области с сильными теллурическими линиями, что затрудняет определение уровня континуума. Положение континуума уточнялось путем сравнения используемого атласа Солнца (Куруц и др., 1984) с наблюдениями солнечного спектра, исправленного за теллурические линии (Уоллс и др., 2011). С уровнем континуума, определенным по широкой области 8215.6–8216.8 Å, сначала был подобран теоретический спектр, воспроизводящий всю область, а затем отдельно профиль N I 8216 Å, как показано на рис. 3. Содержание азота получилось одинаковым — $\lg \epsilon_N = 7.95$ (не-ЛТР) в обоих случаях. Игнорирование слабой линии C I 8216.281 Å ведет к увеличению содержания азота не более, чем на 0.01 dex. Как видно на рис. 3, воспроизведение формы профиля линии азота требует более высокой макротурбулентной скорости, чем для более сильной линии Fe I 8215.8 Å. Это общеизвестный факт. Еще Грей (1977) показал, что для воспроизведения формы профилей сильных и слабых линий Fe I в солнечном спектре требуются макротурбулентные скорости 3.1 и 3.8 км/с соответственно.

Для того чтобы понять как Амарси и др. (2020, табл. 3, 1D не-ЛТР) получили низкое содержание $\lg \epsilon_N = 7.796$ для той же линии и с той же моделью атмосферы, что и у нас, мы провели тестовые расчеты, определяя уровень континуума по краям линии N I 8216 Å, т.е. используя локальный континуум. Содержание азота снизилось до $\lg \epsilon_N = 7.83$. Амарси и др. (2020) определяли содержание по средней эквивалентной ширине $EW = 7.7$ мÅ, измеренной в двух спектрах центра солнечного диска, полученных Дельбуль и др. (1973) и Некел и Лабс (1984). Амарси и

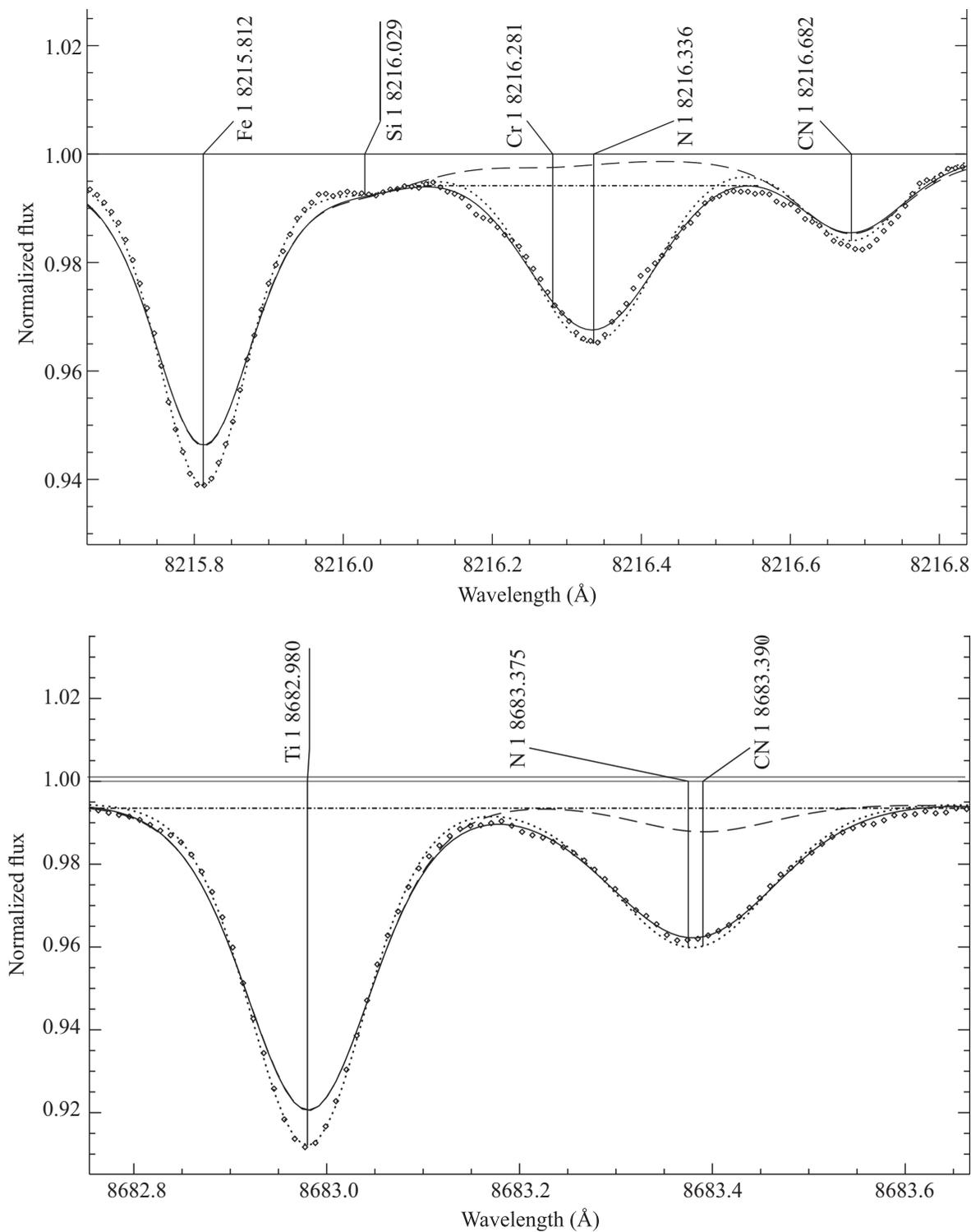


Рис. 3. Линии N I 8216.336 и 8683.40 Å в солнечном спектре (Куруц и др. 1984, ромбы) в сравнении с синтетическими спектрами, где для линий N I учтены не-ЛТР эффекты. На каждой панели: пунктирная кривая — наилучшая аппроксимация всей области (8215.6 – 8216.8 Å и 8682.7 – 8683.7 Å); сплошная кривая — наилучшая аппроксимация линии N I; штриховая кривая — синтетический спектр без вклада линии N I; штрих-пунктирная прямая — локальный уровень континуума в тестовых расчетах, которые привели к уменьшению содержания на 0.12 dex для N I 8216 Å и на 0.05 dex для N I 8683 Å (подробнее см. текст).

Таблица 2. Список звезд, параметры атмосфер, ЛТР и не-ЛТР содержание азота

HD	Имя	T_{eff} [K]	$\lg g$	[Fe/H]	ξ_t [км/с]	Ист.	N_l	ЛТР $\lg \epsilon$	не-ЛТР	
									$\lg \epsilon$	[N/H]
32115		7250	4.20	0.09	2.3	M20	8	7.93(0.07)	7.84(0.07)	-0.01
47105	γ Gem	9190	3.56	0.17	1.8	R23	8	8.10(0.06)	7.84(0.06)	-0.01
48915	Сириус	9850	4.30	0.52	1.8	M20	10	8.30(0.09)	8.07(0.06)	0.22
61421	Процион	6615	3.89	-0.01	2.0	R16	8	8.11(0.05)	7.97(0.05)	0.12
72660		9700	4.10	0.67	1.8	M20	6	7.57(0.05)	7.41(0.03)	-0.44
73666	40 Cnc	9380	3.78	0.24	1.8	M20	12	8.41(0.12)	8.15(0.03)	0.30
114330	θ Vir	9600	3.61	0.31	1.4	R23	12	8.00(0.06)	7.77(0.04)	-0.08
172167	Vega	9550	3.95	-0.41	1.8	M20	9	8.09(0.07)	7.82(0.04)	-0.03
193432	ν Cap	10200	3.88	0.12	1.0	R23	9	8.19(0.08)	7.93(0.04)	0.08
209459	21 Peg	10400	3.55	0.05	0.5	M20	15	8.14(0.13)	7.89(0.06)	0.04
214994	o Peg	9600	3.81	0.34	2.0	R23	15	8.43(0.15)	8.24(0.09)	0.39

Примечание. N_l — число линий при определении содержания. Числа в скобках — среднеквадратичные ошибки σ . Ист. = ссылки на источники наблюдаемых спектров и параметров атмосфер: M20 = Машонкина и др. (2020), R23 = Романовская и др. (2023), R16 = Рябчикова и др. (2016).

др. (2020) отмечают, что разница в $EW(N \text{ I } 8216 \text{ \AA})$ между двумя спектрами меньше 5%, но Бьемонт и др. (1990) измерили $EW = 8.7 \text{ m\AA}$ для той же линии в спектре Дельбуйль и др. (1973), что на 13% больше величины, используемой Амарси и др. (2020). При таком наложении линий разных элементов, как в области $8215.6\text{--}8216.8 \text{ \AA}$, мы считаем методически неоправданным использование EW для определения содержания.

Линия $N \text{ I } 8683.40 \text{ \AA}$ находится в крыльях сильных линий $\text{Ca II } 8662 \text{ \AA}$ и $N \text{ I } 8665 \text{ \AA}$. С уровнем континуума, определенным с учетом поглощения в линиях Ca II и $N \text{ I}$, мы сначала искали теоретический спектр, который воспроизводит широкий спектральный диапазон $8682.7\text{--}8683.7 \text{ \AA}$, а затем отдельно профиль $N \text{ I}$ (рис. 3). Полученное таким образом содержание азота указано в табл. 1. Отметим, что нам пришлось уменьшить длину волны линии $N \text{ I}$ на 0.025 \AA , чтобы воспроизвести в синтетическом спектре разницу, наблюдаемую в солнечном спектре между положением $N \text{ I } 8683 \text{ \AA}$ и положением линий $\text{Fe I } 8674.746$ и 8688.623 \AA , у которых длины волн надежно измерены в лаборатории. Как и в случае $N \text{ I } 8216 \text{ \AA}$, мы попробовали определить содержание азота при проведении локального континуума для $N \text{ I } 8683 \text{ \AA}$, т.е. без учета поглощения в линиях Ca II и $N \text{ I}$. Содержание оказалось меньше на 0.05 dex .

Линии $N \text{ I } 7442.28$ и 8629.23 \AA сильно блендируются, поэтому анализ каждой осуществлялся по большому участку спектра, включающему линии CN и

других элементов (рис. 4). Расчеты с фиксированным содержанием углерода $\lg \epsilon_C = 8.43$ показали, что теоретические профили близлежащих линий CN заметно слабее наблюдаемых при содержании азота, получаемом по линиям $N \text{ I}$: $\lg \epsilon_N = 7.97$ (7442 \AA) и 7.91 (8629 \AA). Подгонка улучшается при увеличении содержания углерода на 0.1 dex . Содержание азота уменьшается при этом на 0.06 dex для $N \text{ I } 7442 \text{ \AA}$ и на 0.04 dex для второй линии. Результаты, полученные в этом варианте, приняты как окончательные (табл. 1).

Линия $N \text{ I } 10108.89 \text{ \AA}$ перекрывается с линией CN (рис. 5). Исключение линии CN из расчетов приводит к увеличению содержания азота на 0.07 dex . Это максимально возможная неопределенность в содержании азота, полученном по линии $N \text{ I } 10108 \text{ \AA}$.

Итак, в рамках 1D не-ЛТР подхода солнечное содержание по пяти линиям $N \text{ I}$ составляет $\lg \epsilon_N(1D \text{ NLTE}) = 7.92 \pm 0.03$. Здесь и далее указывается среднеквадратичная ошибка $\sigma = \sqrt{\sum(x - \bar{x})^2 / (N_l - 1)}$, где N_l — число линий. Мы полагаем, что в расчетах Амарси и др. (2020) 3D-поправки для индивидуальных линий (3D non-LTE — 1D non-LTE) не зависят от подхода, основанного на использовании EW , и величин EW , и использовали их для получения NLTE+3D содержания (табл. 1) путем простого сложения нашего не-ЛТР содержания и 3D поправки из Амарси и др. (2020, табл. 3). Среднее значение — $\lg \epsilon_N(\text{NLTE}+3D) = 7.88 \pm 0.03$.

Таким образом, наши определения по атомарным и молекулярным линиям согласуются

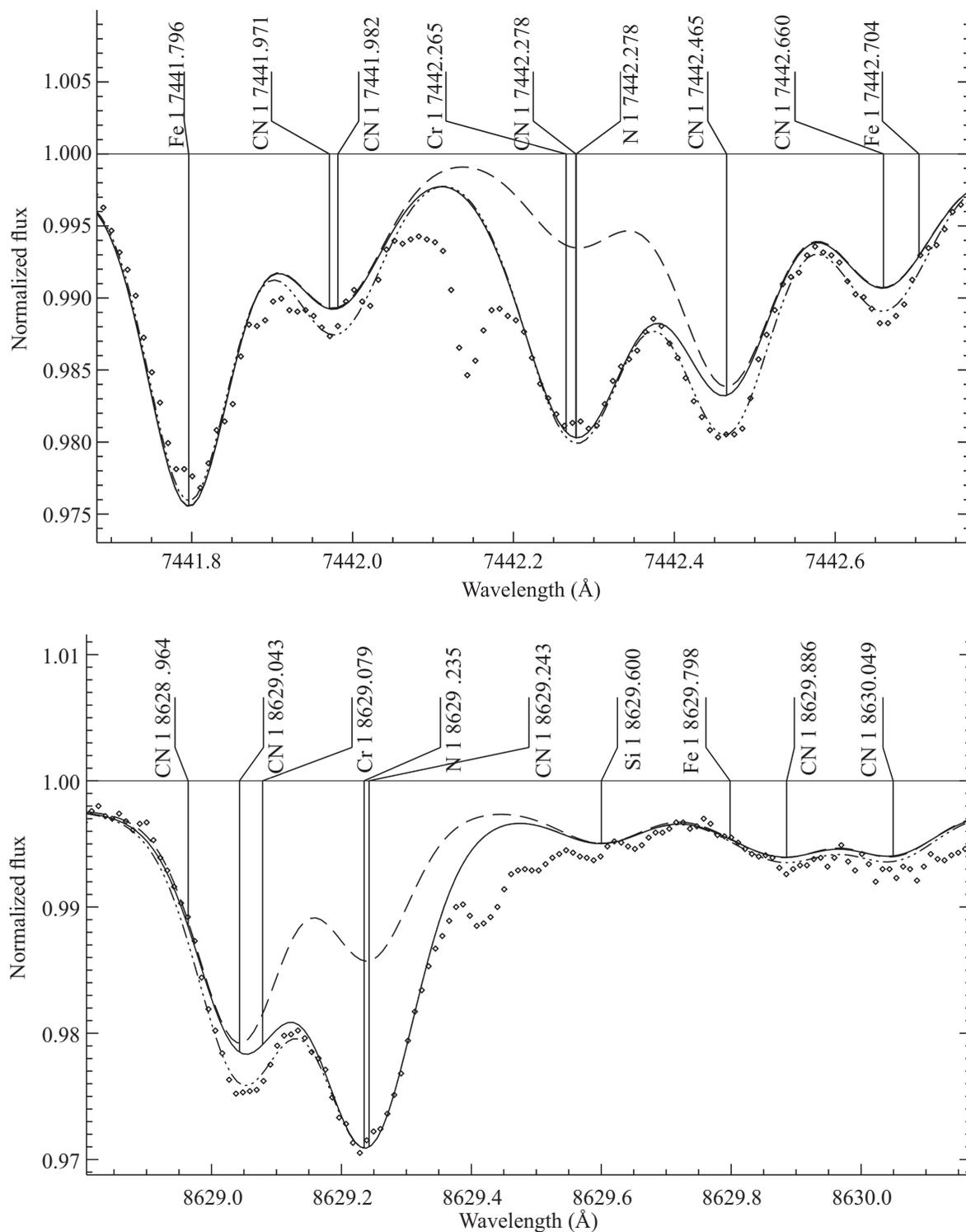


Рис. 4. Наилучшая аппроксимация (штриховая кривая с тремя точками) участков солнечного спектра (Куруц и др., 1984, ромбы) с линиями N I 7442.28 Å и N I 8629.23 Å, полученная с $\lg \epsilon_N$, указанным в табл. 1, и $\lg \epsilon_C = 8.53$. На каждой панели: сплошная кривая — наилучшая аппроксимация с использованием $\lg \epsilon_C = 8.43$; штриховая кривая — синтетический спектр без вклада линии N I.

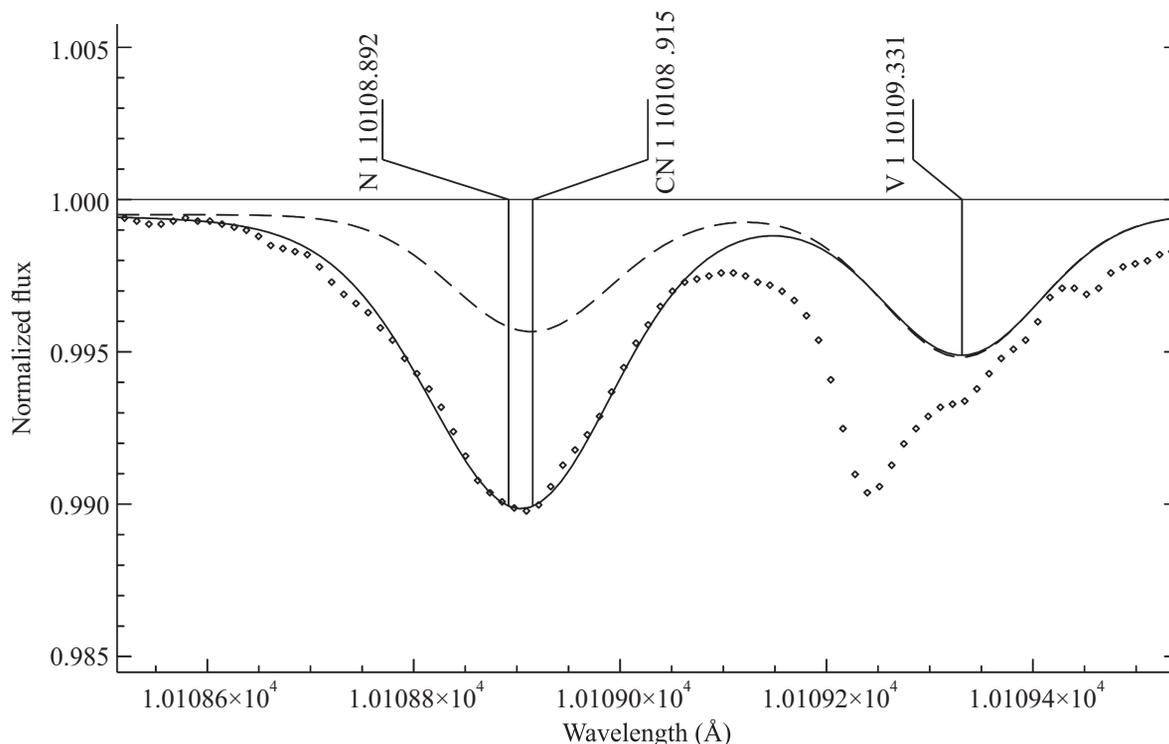


Рис. 5. Наилучшая аппроксимация линии N I 10108.89 Å (сплошная кривая) в солнечном спектре (Куруз и др. 1984, ромбы). Штриховая кривая — синтетический спектр без вклада линии N I.

Таблица 3. ЛТР и не-ЛТР содержание, полученное по индивидуальным линиям N I у звезды 21 Peg.

λ [Å]	E_{exc} [эВ]	$\lg gf$	Переход	$\lg \epsilon$		Δ_{NLTE} [dex]
				ЛТР	не-ЛТР	
6482.70	11.76	-0.510	$3p^4D_{7/2}^{\circ} - 4d^4F_{9/2}$	7.87	7.79	-0.08
6644.96	11.76	-0.858	$3p^4D_{7/2}^{\circ} - 5s^4P_{5/2}$	7.99	7.90	-0.09
6722.61	11.84	-0.714	$3p^4P_{5/2}^{\circ} - 4d^4D_{7/2}$	7.95	7.86	-0.09
7442.30	10.33	-0.401	$3s^4P_{3/2} - 3p^4S_{3/2}^{\circ}$	8.13	7.86	-0.27
7468.31	10.34	-0.183	$3s^4P_{5/2} - 3p^4S_{3/2}^{\circ}$	8.11	7.81	-0.30
8184.86	10.33	-0.305	$3s^4P_{3/2} - 3p^4P_{5/2}^{\circ}$	8.23	7.91	-0.32
8188.01	10.33	-0.298	$3s^4P_{1/2} - 3p^4P_{3/2}^{\circ}$	8.23	7.90	-0.33
8567.74	10.67	-0.670	$3s^2P_{1/2} - 3p^2P_{3/2}^{\circ}$	8.16	8.05	-0.11
8629.24	10.69	0.077	$3s^2P_{3/2} - 3p^2P_{3/2}^{\circ}$	8.05	7.90	-0.15
8683.40	10.33	0.105	$3s^4P_{3/2} - 3p^4D_{5/2}^{\circ}$	8.38	7.90	-0.48
8686.15	10.33	-0.284	$3s^4P_{1/2} - 3p^4D_{3/2}^{\circ}$	8.21	7.90	-0.31
8703.25	10.33	-0.310	$3s^4P_{1/2} - 3p^4D_{1/2}^{\circ}$	8.14	7.87	-0.27
8711.70	10.33	-0.233	$3s^4P_{3/2} - 3p^4D_{3/2}^{\circ}$	8.17	7.89	-0.28
8718.84	10.34	-0.349	$3s^4P_{5/2} - 3p^4D_{5/2}^{\circ}$	8.11	7.85	-0.26
8728.90	10.33	-1.067	$3s^4P_{3/2} - 3p^4D_{1/2}^{\circ}$	8.05	7.85	-0.20

в пределах 0.03 dex, и оба значения согласуются в пределах ошибки с солнечным содержанием азота $\lg \epsilon_{\odot, N} = 7.85 \pm 0.12$, рекомендованным Лоддерс (2021).

3.2. Сравнение с литературой

Наше содержание по атомарным линиям согласуется в пределах 0.02 dex с $\lg \epsilon_N(3D+NLTE) = 7.86 \pm 0.12$, полученным Каффо и др. (2009). Они определяли содержание азота по линиям N I в 3D расчетах при предположении ЛТР и к полученным значениям прибавляли не-ЛТР поправки, рассчитанные с 1D моделью атмосферы. В не-ЛТР расчетах столкновения с H I учитывались в приближении Дравин (1969) с масштабирующим коэффициентом S_H . Не-ЛТР эффекты для линий N I в солнечной атмосфере малы, и для общих линий наши Δ_{NLTE} согласуются в пределах 0.01 dex с величинами Каффо и др. (2009, табл. 4), если $S_H = 1/3$. Каффо и др. (2009) использовали немного другие gf -величины по сравнению с данными Тачиев и Фризе Фишер (2002). Пересчет на новые gf изменяет среднее содержание менее, чем на 0.01 dex.

Выше уже отмечалась разница с результатами Амарси и др. (2020), полученными в расчетах 1D не-ЛТР с той же моделью атмосферы, что используется в данной работе. В самосогласованных 3D не-ЛТР расчетах Амарси и др. (2020) определили $\lg \epsilon_N(3D NLTE) = 7.77$ по линиям N I. Для каждой из пяти линий они получили менее отрицательную не-ЛТР поправку ($\Delta_{NLTE} \simeq -0.01$ dex) по сравнению с нашей, а следовательно, более низкое содержание в их работе обусловлено, в основном, использованием эквивалентных ширин и физически некорректной процедурой вычитания рассчитанных EW линий CN из наблюдаемых эквивалентных ширин бленд N I + CN.

По молекулярным линиям NH и CN те же авторы определили $\lg \epsilon_N(3D) = 7.89$ (Амарси и др., 2021), с которыми прекрасно согласуются наши результаты как по атомарным, так и по молекулярным линиям.

Маг и др. (2022) используют две линии — N I 8629 и 8683 Å с $\lg gf = 0.006$ и 0.162 из собственных вычислений. Для модели атмосферы MARCS в предположении ЛТР они получили $\lg \epsilon_N = 7.88 \pm 0.12$. К сожалению, содержание по индивидуальным линиям приводится только для ⟨3D⟩ модели (их табл. A.1), полученной из 3D модели путем пространственного и временного усреднения. Если к этим данным применить силы осцилляторов Тачиев и Фризе Фишер (2002), то по обеим линиям получается одинаковое содержание, а среднее содержание уменьшается на 0.01 dex по сравнению с величиной $\lg \epsilon_N = 7.98 \pm 0.08$, опубликованной Маг и др. (2022) для модели ⟨3D⟩. Отметим, что, в отличие от Маг и др. (2022), Амарси и др. (2020) в своей табл. 3 дают заметно меньшую разницу между моделями ⟨3D⟩ и MARCS для тех же двух линий N I —

0.014 и 0.018 dex (вариант ЛТР).

4. СОДЕРЖАНИЕ АЗОТА У А-ЗВЕЗД И ПРОЦИОНА

4.1. Выборка звезд, наблюдения и параметры атмосфер

Поскольку разработанная модель атома пока не включает возбужденные уровни N II, то в данной работе мы ограничиваемся анализом линий N I у звезд с $T_{\text{eff}} < 11\,000$ K. Звезды выбраны из наших предыдущих работ — Машонкина и др. (2020); Романовская и др. (2023) и Рябчикова и др. (2016). Мы используем те же параметры атмосфер, которые для каждой звезды были определены, как правило, несколькими методами, и те же наблюдаемые спектры, полученные в широком спектральном диапазоне с $R \geq 60\,000$ на телескопах CFHT (Canada-France-Hawaii Telescope) и VLT2 (Very Large Telescope). Больше подробностей о наблюдаемых спектрах и об определении параметров атмосфер можно найти в процитированных статьях.

Исследуемые звезды и параметры их атмосфер — T_{eff} , $\lg g$, содержание железа $[\text{Fe}/\text{H}]^3$ и ξ_t перечислены в табл. 2. Все звезды выборки находятся на главной последовательности, и их атмосферы не могут быть загрязнены продуктами нуклеосинтеза, идущего в ядре. По нашим предыдущим определениям (Машонкина и др., 2020; Романовская и др., 2023) у пяти звезд не-ЛТР содержание He, C, O, Na, Mg, Si, Ca, Ti и Fe согласуется с солнечным в пределах 0.1 dex. Далее будем называть их нормальными (superficially normal в англоязычной литературе) А звездами. Звезда HD 61421 (Процион) является эталонной звездой с солнечным химическим составом, что еще раз подтверждено Адибекян и др. (2020). HD 48915 (Сириус), HD 72660, HD 114330 (θ Vir) и HD 214994 (o Peg) относятся к подклассу звезд с усиленными линиями металлов — Am звездам. На химический состав атмосфер Am звезд влияют процессы атомной диффузии. HD 172167 (Вега) принадлежит к звездам типа λ Boo, у которых наблюдается дефицит Mg, Al, Si, S, Mn, Fe, Ni, но близкое к солнечному содержание летучих элементов C, N, O.

4.2. Определение содержания азота

Вследствие более высоких температур А-звезд, в их спектрах можно измерить больше линий N I, чем у Солнца. Исследуемые линии и их атомные параметры перечислены в табл. 3. Восемь из них, с $\lambda_0 \geq 8567$ Å, расположены в крыльях водородных линий Пашеновской серии. Для шести звезд из работы Машонкина и др. (2020), а также для Проциона ЛТР и не-ЛТР содержание по индивидуальным линиям определялось методом синтетического спектра с использованием программ synthV_NLTE и BinMag, как и при анализе солнечного спектра. Пример описания линий

³Для любых двух элементов X и Y: $[X/Y] = \lg(N_X/N_Y)_{\text{star}} - \lg(N_X/N_Y)_{\text{Sun}}$.

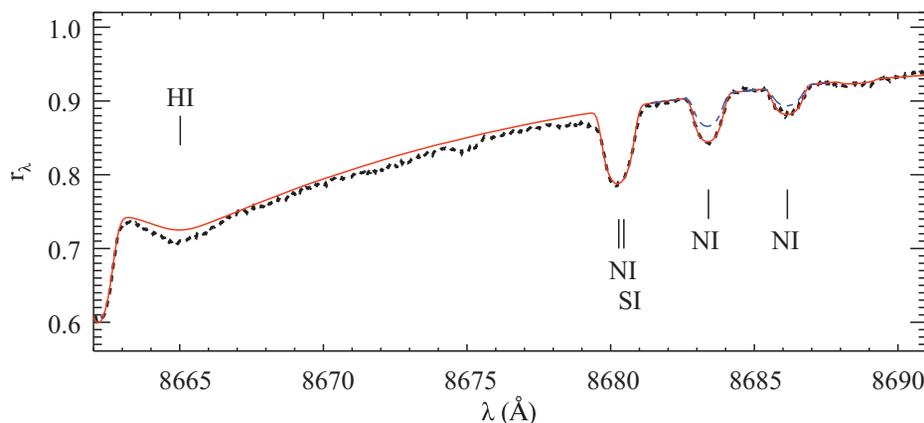


Рис. 6. Спектр Веги (пунктирная кривая) и наилучшая аппроксимация линий N I 8683 и 8686 Å (сплошная кривая) при $\lg \varepsilon_N(\text{не-ЛТР}) = 7.83$ и 7.76 соответственно. Для сравнения штрихпунктирная кривая показывает теоретический спектр из ЛТР расчетов с тем же содержанием азота.

N I 8683 и 8686 Å в спектре Веги показан на рис. 6. Для остальных четырех звезд ЛТР содержание по индивидуальным линиям взято из работы Романовская и др. (2023), и не-ЛТР содержание вычислено путем прибавления не-ЛТР поправки, рассчитанной в этой работе для заданных параметров атмосферы.

Полученное ЛТР и не-ЛТР содержание по индивидуальным линиям представлено в табл. 3 для 21 Peg и в Приложении (табл. П.1) для остальных звезд. Среднее содержание для всех звезд представлено в табл. 2 и на рис. 7. Величины $[N/H]$ рассчитаны с использованием солнечного содержания $\lg \varepsilon_{\odot, N} = 7.85$, рекомендованного Лоддерс (2021).

Учет не-ЛТР ведет к уменьшению ошибки определения содержания азота, для некоторых звезд — к значительному. Например, для HD 73666 $\sigma = 0.12$ dex в случае ЛТР, но $\sigma = 0.03$ dex в не-ЛТР расчетах.

Наши результаты показывают, что нормальные A-звезды имеют солнечное содержание азота. Применение не-ЛТР подхода устраняет избытки относительно солнечного содержания, получившиеся в рамках ЛТР. Избыток $[N/H](\text{не-ЛТР}) = 0.30$ для звезды HD 73666 можно объяснить тем, что она является членом рассеянного скопления Ясли с металличностью выше солнечной — $[Fe/H] = 0.16$ (Нетопил и др., 2022). Машонкина и др. (2020) определили $[Fe/H] = 0.24$ для HD 73666. Таким образом, каждая из нормальных A-звезд сохраняет в атмосфере содержание азота, доставшееся ей при рождении.

Для Веги получено солнечное содержание азота, как ранее было найдено для C и O (Машонкина и др., 2020). Эти результаты подтверждают современные представления о природе звезд типа λ Boo (Венн, Ламберт, 1990), которые аккрецируют околозвездный газ с низким содержанием элементов Mg, Al, Si, S, Mn, Fe, Ni, вовлеченных в формирование пыли, но близким к солнечному содержанию C, N, O.

Четыре Am звезды демонстрируют разброс в содержании азота — от дефицита с $[N/H] = -0.44$ до избытка $[N/H] = 0.39$. По нашим предыдущим определениям для большого набора элементов (Машонкина и др., 2020; Романовская и др., 2023; Машонкина, 2024), подобный и даже более значительный разброс наблюдается у этих звезд только для Ca ($[Ca/H]$ от -0.22 до 0.41) и Sc ($[Sc/H]$ от -0.80 до 0.49).

4.3. Неопределенности в не-ЛТР содержании

Ошибки наблюдений, обусловленные неопределенностями в проведении уровня непрерывного спектра и выборе спектрального диапазона при фитировании линий, входят в среднеквадратичную ошибку σ , наряду с ошибками gf исследуемых линий. У нас есть возможность оценить ошибку наблюдений, сравнивая результаты, полученные для одной и той же звезды по одним и тем же спектральным линиям в двух наблюдаемых спектрах. Для Веги мы использовали спектр, полученный А. Корном (A. Korn) со спектрографом FOCES (Fibre Optics Cassegrain Echelle Spectrograph) на 2.2-м телескопе обсерватории Калар-Альто (Испания); $R \simeq 40\,000$. Другой спектр был снят Такеда и др. (2007) со спектрографом HIDES (High-Dispersion Echelle Spectrograph) на 1.88-м телескопе обсерватории Окаяма⁴ (Окаяма, Япония); $R \simeq 100\,000$. Во втором спектре в диапазоне 7620–8809 Å удалось измерить пять линий N I. Все они расположены в крыльях водородных линий Пашеновской серии. Разница в содержании при использовании спектров FOCES и HIDES составила -0.02 ± 0.05 . Таким образом, даже при столь сильном влиянии линий других элементов на линии N I метод синтетического спектра позволяет получить надежное содержание азота.

На примере звезды 21 Peg и двух линий N I 7442 и 8683 Å мы оценили неопределенности в получен-

⁴<http://pasj.asj.or.jp/v59/n1/590122/590122-frame.html>

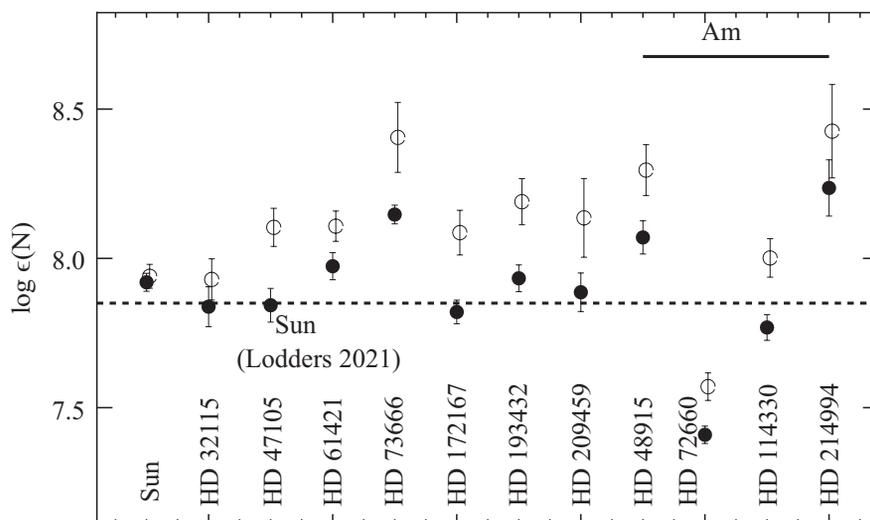


Рис. 7. Не-ЛТР (заполненные кружки) и ЛТР (пустые кружки) содержание азота $\lg \epsilon_{\text{N}}$ в исследуемых звездах. Пунктирная линия соответствует солнечному содержанию, рекомендованному Лоддерс (2021).

Таблица 4. Факторы, влияющие на не-ЛТР содержание по линиям N I у звезды 21 Peg

		$\Delta \lg \epsilon_{\text{NLTE}}$ (dex)	
		7442 Å	8683 Å
ЛТР	$-\Delta_{\text{NLTE}}$	0.27	0.48
Сечения фотоионизации в водородоподобном приближении	σ_{RBF}	-0.02	-0.03
Ударное возбуждение по приближенным формулам для всех переходов	σ_{CBV}	+0.05	+0.09
$T_{\text{eff}} - 200$ К	$\sigma(T_{\text{eff}})$	-0.03	-0.02
$\lg g + 0.1$	$\sigma(\lg g)$	0.01	0.02
$\xi_t + 0.4$ км/с	$\sigma(\xi_t)$	0.00	-0.01

Примечание. 0.00 означает менее 0.01 dex.

ном не-ЛТР содержания, обусловленные неопределенностями в методике не-ЛТР расчетов и в параметрах атмосферы. Тестовые расчеты были проведены с водородоподобными сечениями фотоионизации вместо квантово-механических изOpacity Project и с приближенной формулой ван Регемортер (1962) и $\Omega = 1$ для вычисления скорости возбуждения электронным ударом во всех переходах, а не только в тех, которые отсутствуют в расчетах Ван и др. (2014). Для 21 Peg Фоссати и др. (2009) оценили неопределенности T_{eff} , $\lg g$ и ξ_t как 200 К, 0.1 dex и 0.4 км/с. Для каждого из вариантов тестовых расчетов в табл. 4 приведены изменения в не-ЛТР содержании по сравнению с данными табл. 3.

Результаты не-ЛТР расчетов наиболее чувствительны к изменению столкновительных скоростей,

так как мы имеем дело с линиями, образующимися между высоковозбужденными уровнями с разделением по энергии, сопоставимым со средней кинетической энергией электронов. Использование приближенных формул ведет к менее отрицательным не-ЛТР поправкам в линиях N I, но они все равно остаются большими по абсолютной величине.

4.4. Сравнение с литературой

Из всех исследуемых нами звезд больше всего определений не-ЛТР содержания азота в литературе есть для Веги. Причем во всех работах используются очень близкие значения T_{eff} от 9500 до 9550 К и $\lg g$ от 3.9 до 4.0, поэтому разница в результатах не может объясняться различием атмосферных параметров. Используя эквивалентные ширины линий N I, в том числе, расположенных в крыльях водородных

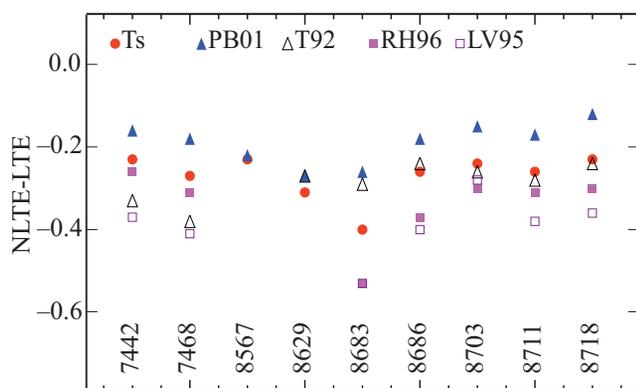


Рис. 8. He-ЛТР поправки для индивидуальных линий N I, рассчитанные разными авторами с моделью атмосферы Веги. Длины волн линий в ангстремах указаны в нижней части панели. Разные символы этой работе (Ts, заполненные кружки), Пшибилла и Батлер (2001, PB01, заполненные треугольники), Такеда (1992, T92, пустые треугольники), Ренч-Хольм (1996, RH96, заполненные квадраты) и Лемке и Вен (1996, LV96, пустые квадраты).

линий, Такеда (1992) и Ренч-Хольм (1996) получили $\lg \epsilon_N \sim 7.5$ (модель атмосферы с солнечной металличностью) и $\lg \epsilon_N = 7.76$ (7.67 после пересчета с современными gf). Лемке и Вен (1996) и Пшибилла и Батлер (2001) применили метод синтетического спектра и определили $\lg \epsilon_N \sim 7.6$ и $\lg \epsilon_N = 7.67$. В обеих работах использовались gf -величины, близкие к современным, так что после пересчета среднее содержание изменилось менее, чем на 0.01 dex. На рис. 8 мы сравниваем не-ЛТР поправки для индивидуальных линий N I из разных работ. Такеда (1992) и Лемке и Вен (1996) отмечают чувствительность их результатов к расчету непрозрачности в области, включающей водородную линию Ly_α . В нашей программе непрозрачность рассчитывается с учетом квазимолекулярных компонентов Ly_α , возникающих вследствие столкновений $\text{H} + \text{H}$ и $\text{H} + \text{H}^+$, согласно Аллард и др. (1998). Этим можно объяснить менее отрицательные не-ЛТР поправки в нашей работе по сравнению с Такеда (1992), Лемке и Вен (1996) и Ренч-Хольм (1996) и более высокое содержание.

Расхождения с результатами Пшибилла и Батлер (2001) связаны не только с различием не-ЛТР методов. Пшибилла и Батлер (2001) рассчитали систематически менее отрицательные не-ЛТР поправки, чем наши (в среднем, на 0.1 dex), но получили меньшее содержание азота, чем наше, на 0.15 dex. Это означает, что ЛТР содержание в их работе существенно ниже, чем наше. Это тем более удивительно, что мы используем один и тот же FOCES спектр, одинаковые параметры атмосферы и близкие gf -величины.

Для Проциона и шести общих с нашей выборкой А-звезд не-ЛТР содержание определяли Такеда и др. (2018), используя линию N I 7468 Å. Для Проциона ре-

зультаты Такеда и др. (2018) и наши согласуются в пределах ошибки определения. Для пяти А-звезд, у которых T_{eff} и $\lg g$ согласуются с нашими значениями в пределах 150 K и 0.1 dex, Такеда и др. (2018) получили систематически более низкое содержание по сравнению с нашим, на 0.08–0.12 dex. Это можно объяснить тем, что Такеда и др. (2018) использовали не-ЛТР метод, разработанный Такеда (1992), который переоценивает не-ЛТР эффекты, как видно на рис. 8. Для звезды σ Peg Такеда и др. (2018) получили содержание азота на 0.26 dex меньше, чем у нас, и это можно объяснить более низким $\lg g$ в их работе.

У нас восемь общих звезд с работой Романовская и др. (2023), где не-ЛТР содержание азота определено с использованием не-ЛТР методики, разработанной Любимков и др. (2011). По сравнению с нашими результатами, Романовская и др. (2023) рассчитали более сильные не-ЛТР эффекты в линиях N I для звезд с $T_{\text{eff}} > 9000$ K. Разница между двумя работами зависит, преимущественно, от T_{eff} звезды. Например, в модели 9190/3.6 Романовская и др. (2023) получили более отрицательные не-ЛТР поправки к содержанию, чем наши, на 0.05 dex и 0.16 dex для линий N I 7442 и 8683 Å, соответственно. А в модели 10200/3.9 соответствующие величины — 0.20 dex и 0.28 dex. Романовская и др. (2023) получили более низкое среднее не-ЛТР содержание по сравнению с нашими результатами, на 0.09–0.36 dex для разных звезд, и дефицит азота с $[\text{N}/\text{H}]$ от -0.11 до -0.32 для нормальных А-звезд, у которых содержание элементов от He до Fe близко к солнечному. Трудно представить механизм, который приводит к аномальному содержанию азота в атмосфере звезды, не затрагивая распространенность остальных элементов. Аргументом в пользу наших результатов является то, что для этих же звезд не-ЛТР содержание азота получилось солнечным.

5. ВЫВОДЫ

Построена новая модель атома N I, в которую включены уровни энергии из лабораторных измерений, как представлено в NIST, а также уровни, предсказанные Р. Куруцем в расчетах атомной структуры N I. Радиативные и столкновительные скорости b-b и b-f переходов рассчитываются с использованием наиболее точных современных атомных данных о сечениях фотоионизации, сечениях возбуждения электронным ударом, скоростях неупругих процессов при столкновениях с атомами водорода.

Проведены не-ЛТР расчеты для N I с классической моделью солнечной атмосферы MARCS. Учет не-ЛТР ведет к усилению линий N I и отрицательным не-ЛТР поправкам к содержанию, но эффекты невелики — Δ_{NLTE} не превышает 0.05 dex по абсолютной величине. Методом синтетического спектра, по пяти линиям N I определено не-ЛТР содержание $\lg \epsilon_N(1D \text{NLTE}) = 7.92 \pm 0.03$. Применив 3D-поправки

для индивидуальных линий из расчетов Амарси и др. (2020), мы получили $\lg \epsilon_N(\text{NLTE}+3\text{D}) = 7.88 \pm 0.03$. Эта величина согласуется с $\lg \epsilon_N(3\text{D}) = 7.89$, полученным Амарси и др. (2021) по молекулярным линиям NH и CN, и с $\lg \epsilon_N = 7.91$, полученным Рябчиковой и др. (2022) по линиям CN и исправленным за 3D эффекты в соответствии с Амарси и др. (2021). Наши результаты согласуются в пределах ошибки определения с солнечным содержанием $\lg \epsilon_{\odot, N} = 7.85 \pm 0.12$, рекомендованным Лоддерс (2021).

Не-ЛТР расчеты для N I проведены для 11 непроэволюционировавших звезд спектральных классов F-A, у которых ранее были надежно определены параметры атмосфер. Показано, что отрицательные не-ЛТР поправки растут по абсолютной величине с ростом T_{eff} , так что $\Delta_{\text{NLTE}} = -0.48$ dex для линии N I 8683 Å в модели 10400/3.55. По наблюдаемым спектрам высокого качества определено не-ЛТР содержание азота. Для нормальных A-звезд не-ЛТР устраняет избытки относительно солнечного содержания азота, получаемые в ЛТР анализе. Как и для элементов от He до Fe, не-ЛТР содержание азота у этих звезд отличается от солнечного не более, чем на 0.1 dex. Солнечное содержание азота получено и для Веги — звезды типа λ Boo. Таким образом, мы расширили список элементов в детальном анализе химического состава A-звезд — проекта, результаты которого были представлены в статьях Машонкиной и др. (2020), Ситновой и др. (2022), Романовской и др. (2023), Машонкиной (2024). Четыре Am звезды демонстрируют разброс в содержании азота — от дефицита с $[\text{N}/\text{H}] = -0.44$ до избытка с $[\text{N}/\text{H}] = 0.39$.

Если не учитывать HD 73666, которая родилась в скоплении с повышенной металличностью, но добавить к остальным нормальным A-звездам Вегу, для которой не ожидается отклонение в содержании азота от содержания в веществе, из которого звезда сформировалась, то среднее для пяти звезд составит $\lg \epsilon_N = 7.86 \pm 0.04$. Ниева и Пшибилла (2012) предложили считать стандартом космического содержания азота $\lg \epsilon_N = 7.79 \pm 0.04$, полученное ими по линиям N II у выборки звезд раннего класса В. Для сравнения они приводят содержание, полученное из анализа межзвездных УФ линий N I — $\lg \epsilon_N = 7.79 \pm 0.03$ (Мейер и др., 1997). Разница между определениями для Солнца, A-V звезд и межзвездного газа составляет 0.09 dex или $\sim 2\sigma$, и можно говорить о надежности современных методов изучения химического состава галактического вещества.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа, представленная в разделе 2 и п. 3.2, выполнена в рамках проекта РФФ 23-12-00134. В работе использованы базы данных NIST, VALD и ADS⁵.

⁵http://adsabs.harvard.edu/abstract_service.html

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Адиебян и др. (V. Adibekyan, S.G. Sousa, N.C. Santos, P. Figueira, C. Allende Prieto, E. Delgado Mena, J.I. González Hernández, P. de Laverny, A. Recio-Blanco, T.L. Campante, M. Tsantaki, A.A. Hakobyan, M. Oshagh, J.P. Faria, M. Bergemann, G. Israelian, and T. Boulet), *Astron. Astrophys.* **642**, A182 (2020).
2. Алексеева и Машонкина (S.A. Alexeeva and L.I. Mashonkina), *MNRAS* **453**, 1619 (2015).
3. Аллард и др. (N.F. Allard, I. Drira, M. Gerbaldi, J. Kielkopf, and A. Spielfiedel), *Astron. Astrophys.* **335**, 1124 (1998).
4. Амарси и Барклем (A.M. Amarsi and P.S. Barklem), *Astron. Astrophys.* **625**, A78 (2019).
5. Амарси и др. (A.M. Amarsi, N. Grevesse, J. Grumer, M. Asplund, P.S. Barklem, and R. Collet), *Astron. Astrophys.* **636**, A120 (2020).
6. Амарси и др. (A.M. Amarsi, N. Grevesse, M. Asplund, and R. Collet), *Astron. Astrophys.* **656**, A113 (2021).
7. Андерс и Гревесс (E. Anders and N. Grevesse), *Geochimica et Cosmochimica Acta* **53**, 197 (1989).
8. Асплунд и др. (M. Asplund, A.M. Amarsi, and N. Grevesse), *Astron. Astrophys.* **653**, A141 (2021).
9. Батлер (K. Butler), Ph.D. Thesis, University of London (1984).
10. Бьемонт и др. (E. Biémont, C. Froese Fischer, M. Godefroid, N. Vaecck, and A. Hibbert), 3rd International Colloquium of the Royal Netherlands Academy of Arts and Sciences, 59 (1990).
11. Брук и др. (J.S.A. Brooke, R.S. Ram, C.M. Western, G. Li, D.W. Schwenke, and P.F. Bernath), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **210**, 23 (2014).
12. Ван и др. (Y. Wang, O. Zatsarinny, and K. Bartschat), *Phys. Rev.* **A89**, 062714 (2014).
13. Венн, Ламберт (K.A. Venn and D.L. Lambert), *Astrophys. J.* **363**, 234 (1990).
14. Гиддингс (J. Giddings), Ph.D. Thesis, University of London (1981).
15. Грей (D.F. Gray), *Astrophys. J.* **218**, 530 (1977).
16. Густафссон и др. (B. Gustafsson, B. Edvardsson, K. Eriksson, U.G. Jorgensen, A. Nordlund, and B. Plez), *Astron. Astrophys.* **486**, 951 (2008).
17. Дельбуйль и др. (L. Delbouille, G. Roland, and L. Neven), *Atlas photometrique du spectre solaire de 3000 a 10000* (Liege: Universite de Liege, Institut d'Astrophysique) (1973).
18. Дравин (H.W. Drawin), *Z. Physik* **225**, 483 (1969).
19. Каффо и др. (E. Caffau, E. Maiorca, P. Bonifacio, R. Faraggiana, M. Steffen, H.-G. Ludwig, I. Kamp, and M. Busso), *Astron. Astrophys.* **498**, 877 (2009).
20. Кочухов (O. Kochukhov), *Astrophysics Source Code Library*, record ascl:1805.015 (2018).
21. Крамида и др. (A. Kramida, Y. Ralchenko, J. Reader, NIST ASD Team), *NIST Atomic Spectra Database* (version 5.7.1). Gaithersburg MD, USA (2019).
22. Кунто и др. (W. Cunto, C. Mendoza, F. Ochsenbein, and C.J. Zeippen), *Astron. Astrophys.* **275**, L5 (1993).

23. Куруц (R. Kurucz), ATLAS-9 model atmospheres. CD-ROM, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics (1993).
24. Куруц (R. Kurucz), Kurucz on-line database of observed and predicted atomic transitions, <http://kurucz.harvard.edu/atoms/0700/>, (2014).
25. Куруц и др. (R.L. Kurucz, I. Furenlid, J. Brault, and L. Testerman), Solar Flux Atlas from 296 to 1300 nm Nat. Solar Obs., Sunspot, New Mexico (1984).
26. Лемке и Вен (M. Lemke and K.A. Venn), *Astron. Astrophys.* **309**, 558 (1996).
27. Лоддерс (K. Lodders), *Space Sci. Rev.* **217**, id.44 (2021).
28. Любимков и др. (L.S. Lyubimkov, D.L. Lambert, S.A. Korotin, D.B. Poklad, T.M. Rachkovskaya, and S.I. Rostopchin), *MNRAS* **410**, 1774 (2011).
29. Маг и др. (E. Magg, M. Bergemann, A. Serenelli, M. Bautista, B. Plez, U. Heiter, J.M. Gerber, H.G. Ludwig, S. Basu, J.W. Ferguson, H. Carvajal Gallego, S. Gamrath, P. Palmeri, and P. Quinet), *Astron. Astrophys.* **661**, A140 (2022).
30. Машонкина и др. (L. Mashonkina, T. Ryabchikova, S. Alexeeva, T. Sitnova, and O. Zatsarinny), *MNRAS* **499**, 3706 (2020).
31. Машонкина (L. Mashonkina), *MNRAS* **527**, 8234 (2024).
32. Мейер и др. (D.M. Meyer, J.A. Cardelli, and U.J. Sofia), *Astrophys. J.* **490**, L103 (1997).
33. Некел и Лабс (H. Neckel and D. Labs), *Sol. Phys.* **90**, 205 (1984).
34. Нетопил и др. (M. Netopil, I.A. Oralhan, H. Çakmak, R. Michel, and Y. Karataş), *MNRAS* **509**, 421 (2022).
35. Ниева и Пшибилла (M.-F. Nieva and N. Przybilla), *Astron. Astrophys.* **539**, A143 (2012).
36. Пахомов Ю. В., Рябчикова Т. А., Пискунов Н. Е., *Письма в Астрон. Журн.* **63**, 1010 (2019).
37. Пшибилла и Батлер (N. Przybilla, K. Butler), *Astron. Astrophys.* **379**, 955 (2001).
38. Пшибилла и др. (N. Przybilla, M.-F. Nieva, and K. Butler), *Journal of Physics Conference Series*, **328**, 012015 (2011).
39. ван Регемортер (H. van Regemorter), *Astrophys. J.*, **136**, 906 (1962).
40. Ренч-Хольм (I. Rentsch-Holm), *Astron. Astrophys.* **305**, 275 (1996).
41. Романовская и др. (A. Romanovskaya, T. Ryabchikova, Yu. Pakhomov, S. Korotin, and T. Sitnova), *MNRAS* **525**, 3386 (2023).
42. Рябчикова и др. (T. Ryabchikova, N. Piskunov, Yu. Pakhomov, V. Tsymbal, A. Titarenko, T. Sitnova, S. Alexeeva, L. Fossati, and L. Mashonkina), *MNRAS* **456**, 1221 (2016).
43. Рябчикова и др. (T. Ryabchikova, N. Piskunov, and Y. Pakhomov), *Atoms* **10**, 103 (2022).
44. Т. М. Ситнова и Л. И. Машонкина, *Письма в Астрон. журн.* **44**, 450 (2018).
45. Ситнова и др. (Т.М. Sitnova, S.A. Yakovleva, A.K. Belyaev, and L.I. Mashonkina), *MNRAS* **515**, 1510 (2022).
46. Ситон (M.J. Seaton), in *Atomic and Molecular Processes* (New York: Academic Press, 1962).
47. Ситон (M.J. Seaton), *J. Phys. B: Atomic Molecular Phys.* **20**, 6363 (1987).
48. Такеда (Y. Takeda), *Publ. Astron. Soc. Japan* **44**, 649 (1992).
49. Такеда и др. (Y. Takeda, S. Kawanomoto, and N. Ohishi), *Publ. Astron. Soc. Japan* **59**, 245 (2007).
50. Такеда и др. (Y. Takeda, S. Kawanomoto, N. Ohishi, D. II Kang, B.-C. Lee, K.-M. Kim, and I. Han), *Publ. Astron. Soc. Japan* **70**, 91 (2018).
51. Тачиев и Фризе Фишер (G. I. Tachiev, C. Froese Fischer), *Astron. Astrophys.* **385**, 716 (2002).
52. Уоллс и др. (L. Wallace, K.H. Hinkle, W.C. Livingston, and S.P. Davis), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **195**, 6 (2011).
53. Фоссати и др. (L. Fossati, T. Ryabchikova, S. Bagnulo, E. Alecian, J. Grunhut, O. Kochukhov, and G. Wade), *Astron. Astrophys.* **503**, 945 (2009).
54. Холвергер и Мюллер (H. Holweger and E.A. Mueller), *Solar Phys.* **39**, 19 (1974).
55. Цымбал и др. (V. Tsymbal, T. Ryabchikova and T. Sitnova), in Kudryavtsev D.O., Romanyuk I.I., Yakunin I.A., Ed. *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **518**. *Physics of Magnetic stars*, San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 247 (2019).
56. Шуляк и др. (D. Shulyak, V. Tsymbal, T. Ryabchikova, C. Stütz, and W.W. Weiss), *Astron. Astrophys.* **428**, 993 (2004).

Таблица 5. Приложение П1: ЛТР и не-ЛТР содержание, полученное по индивидуальным линиям N I у звезд

λ [Å]	$\lg gf$	$\lg \epsilon$		Δ_{NLTE} [dex]	λ [Å]	$\lg gf$	$\lg \epsilon$		Δ_{NLTE} [dex]
		ЛТР	не-ЛТР				ЛТР	не-ЛТР	
Procyon					Сириус				
7442.28	-0.401	8.09	7.99	-0.11	7442.30	-0.401	8.21	8.03	-0.18
8184.86	-0.305	8.13	8.01	-0.12	7468.31	-0.183	8.17	7.96	-0.21
8188.01	-0.298	8.14	8.01	-0.12	8184.86	-0.305	8.25	8.03	-0.22
8216.34	0.138	8.14	7.97	-0.17	8567.74	-0.670	8.27	8.16	-0.11
8683.40	0.105	8.15	7.98	-0.17	8629.24	0.077	8.32	8.13	-0.19
8703.25	-0.310	8.03	7.91	-0.12	8683.40	0.105	8.46	8.06	-0.40
8711.70	-0.233	8.02	7.89	-0.13	8686.15	-0.284	8.32	8.08	-0.24
8718.84	-0.349	8.15	8.02	-0.13	8703.25	-0.310	8.31	8.09	-0.22
γ Gem					8711.70	-0.233	8.32	8.08	-0.24
7442.30	-0.401	8.03	7.80	-0.23	8718.84	-0.349	8.26	8.05	-0.21
7468.31	-0.183	8.03	7.76	-0.27	θ Vir				
8184.86	-0.305	8.20	7.94	-0.26	7442.30	-0.401	7.92	7.70	-0.22
8629.24	0.077	8.06	7.82	-0.24	7468.31	-0.183	7.95	7.70	-0.25
8683.40	0.105	8.17	7.81	-0.36	8184.86	-0.305	8.00	7.75	-0.25
8686.15	-0.284	8.12	7.86	-0.26	8188.01	-0.298	8.05	7.80	-0.25
8703.25	-0.310	8.09	7.87	-0.22	8567.74	-0.670	7.98	7.81	-0.17
8711.70	-0.233	8.10	7.86	-0.24	8629.24	0.077	7.97	7.75	-0.22
HD 32115					8683.40	0.105	8.14	7.82	-0.32
6644.96	-0.858	7.94	7.83	-0.11	8686.15	-0.284	8.06	7.82	-0.24
7442.30	-0.401	7.93	7.85	-0.08	8703.25	-0.310	7.97	7.76	-0.21
7468.31	-0.183	7.85	7.84	-0.01	8711.70	-0.233	7.97	7.73	-0.24
8629.24	0.077	7.92	7.83	-0.09	8718.84	-0.349	7.98	7.76	-0.22
8683.40	0.105	7.87	7.73	-0.14	8728.90	-1.067	7.98	7.80	-0.18
8703.25	-0.310	7.99	7.89	-0.10	σ Peg				
8711.70	-0.233	7.86	7.76	-0.10	6482.70	-0.510	8.06	8.00	-0.06
8718.84	-0.349	8.04	7.94	-0.10	6644.96	-0.858	8.31	8.25	-0.06

Таблица 5. Приложение П1, окончание

λ [Å]	$\lg gf$	$\lg \epsilon$		Δ_{NLTE} [dex]	λ [Å]	$\lg gf$	$\lg \epsilon$		Δ_{NLTE} [dex]
		ЛТР	не-ЛТР				ЛТР	не-ЛТР	
HD 73666					o Peg				
6482.70	-0.510	8.23	8.19	-0.04	6722.61	-0.714	8.16	8.10	-0.06
7442.30	-0.401	8.34	8.11	-0.23	7442.30	-0.401	8.40	8.18	-0.22
7468.31	-0.183	8.35	8.08	-0.27	7468.31	-0.183	8.41	8.17	-0.24
8184.86	-0.305	8.40	8.13	-0.27	8184.86	-0.305	8.51	8.29	-0.22
8567.74	-0.670	8.37	8.19	-0.18	8188.01	-0.298	8.55	8.33	-0.22
8629.24	0.077	8.43	8.13	-0.30	8567.74	-0.670	8.40	8.27	-0.13
8683.40	0.105	8.65	8.16	-0.49	8629.24	0.077	8.39	8.17	-0.22
8686.15	-0.284	8.44	8.15	-0.29	8683.40	0.105	8.70	8.39	-0.31
8703.25	-0.310	8.41	8.16	-0.25	8686.15	-0.284	8.51	8.30	-0.21
8711.70	-0.233	8.40	8.14	-0.26	8703.25	-0.310	8.44	8.25	-0.19
8718.84	-0.349	8.38	8.14	-0.24	8711.70	-0.233	8.49	8.30	-0.19
8728.90	-1.067	8.33	8.17	-0.16	8718.84	-0.349	8.39	8.21	-0.18
v Cap					8728.90	-1.067	8.30	8.18	-0.12
v Cap					Bera				
7442.30	-0.401	8.09	7.84	-0.25	7442.30	-0.401	8.01	7.79	-0.22
7468.31	-0.183	8.16	7.87	-0.29	7468.31	-0.183	8.06	7.80	-0.26
8567.74	-0.670	8.13	7.97	-0.16	8567.74	-0.670	8.13	7.90	-0.23
8629.24	0.077	8.17	7.96	-0.21	8629.24	0.077	8.14	7.83	-0.31
8683.40	0.105	8.34	7.97	-0.37	8683.40	0.105	8.22	7.83	-0.39
8686.15	-0.284	8.21	7.94	-0.27	8686.15	-0.284	8.01	7.76	-0.25
8703.25	-0.310	8.18	7.94	-0.24	8703.25	-0.310	8.06	7.83	-0.23
8711.70	-0.233	8.22	7.97	-0.25	8711.70	-0.233	8.07	7.82	-0.25
8718.84	-0.349	8.16	7.92	-0.24	8718.84	-0.349	8.03	7.81	-0.22
HD 72660									
8629.24	0.077	7.50	7.36	-0.14					
8683.40	0.105	7.62	7.41	-0.21					
8686.15	-0.284	7.62	7.45	-0.17					
8703.25	-0.310	7.55	7.41	-0.14					
8711.70	-0.233	7.55	7.40	-0.15					
8718.84	-0.349	7.57	7.42	-0.15					

SRGЕ J194401.8+284452 — РЕНТГЕНОВСКАЯ КАТАКЛИЗМИЧЕСКАЯ ПЕРЕМЕННАЯ В ПОЛЕ ГАММА-ИСТОЧНИКА 4FGL J1943.9+2841

© 2024 г. А. И. Колбин^{1,2,9*}, А. В. Карпова⁴, М. В. Сусликов^{1,2},
И. Ф. Бикмаев^{2,3}, М. Р. Гильфанов^{5,6}, И. М. Хамитов², Ю. А. Шибанов⁴, Д. А. Зюзин⁴,
Г. М. Бескин^{1,2}, В. Л. Плохотниченко¹, А. Г. Гутаев^{1,2}, С. В. Карпов⁸, Н. В. Ляпсина¹,
П. С. Медведев⁵, Р. А. Сюняев^{5,6}, А. Ю. Кириченко^{7,4}, М. А. Горбачев², Э. Н. Иртуганов²,
Р. И. Гумеров², Н. А. Сахибуллин^{2,3}, Е. С. Шабловинская¹, Е. А. Малыгин¹

¹Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

²Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

³Академия Наук РТ, Казань, Россия

⁴Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

⁵Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

⁶Институт астрофизики общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия

⁷Институт астрономии, Национальный автономный университет Мексики, Нижняя Калифорния, Мексика

⁸CEICO, Институт физики, Академия наук Чехии, Прага, Чехия

⁹Северо-Кавказский федеральный университет, Ставрополь, Россия

Поступила в редакцию 6 ноября 2024 г.

После доработки 06.06.2024 г.; принята к публикации 06.06.2024 г.

Проведены многоволновые спектральные и фотометрические исследования объекта SRGЕ J194401.8+284452 (2RXS J194401.4+284456, XMMSL2 J194402.0+284451, 2SXPS J194401.7+284450) — самого яркого рентгеновского источника в эллипсе неопределенности положения неидентифицированного гамма-источника 4FGL J1943.9+2841, с целью определения его природы и возможной ассоциации с гамма-источником. Показано, что объект является катаклизмической переменной с орбитальным периодом около 1.5 ч и явными признаками наличия аккреционного диска вокруг белого карлика. По своим свойствам он может быть классифицирован как промежуточный поляр, ассоциация которого с гамма-источником маловероятна. Одновременно в оптическом и рентгеновском диапазонах SRGЕ J194401.8+284452 демонстрирует резкие переходы между высокими и низкими состояниями светимости, остающимися относительно стабильными на масштабах нескольких месяцев/лет. Это может быть связано с изменением темпа аккреции на порядок величины. Получены ограничения на массу ($0.3\text{--}0.9 M_{\odot}$) и температуру ($14\,750 \pm 1250$ К) аккрецирующего белого карлика в низком состоянии, массу звезды-донора ($\leq 0.08 \pm 0.01 M_{\odot}$) и наклонение орбиты двойной системы ($40^{\circ}\text{--}75^{\circ}$). В низком состоянии обнаружена 8-мин переменность блеска в оптическом диапазоне, которая, скорее всего, связана с вращением белого карлика, а не с нерадиальными пульсациями. В высоком состоянии выявлены стохастические вариации блеска на временах 1–15 мин с амплитудами $0.2\text{--}0.6^m$. SRGЕ J194401.8+284452 пополняет малочисленную группу необычных промежуточных полярных с самыми короткими орбитальными периодами, лежащими ниже пробела в распределении периодов этих систем, и демонстрирующих переходы между состояниями с высоким и низким темпом аккреции. Яркость источника на уровне $17\text{--}20^m$ в диапазоне $\sim 2000\text{--}8000 \text{ \AA}$ и $(5\text{--}50) \times 10^{-13} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ в диапазоне 0.3–10 кэВ делает его интересным объектом для детального исследования физики таких систем.

Ключевые слова: звезды — катаклизмические переменные, белые карлики; рентгеновские источники; методы — фотометрия, спектроскопия.

DOI: 10.31857/S0320010824060034, EDN: MXZBWK

ВВЕДЕНИЕ

Рентгеновский источник XMMSL2 J194402.0+284451 (далее J1944) из каталога XMM-Newton (Сэкстон и др., 2008) имеет наблюдаемый поток в диапазоне 0.2–12 кэВ $f_X = (1.25 \pm 0.45) \times 10^{-11} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ по данным от 3 мая 2013 г. Ранее он был обнаружен в ходе обзора всего неба с помо-

щью телескопа ROSAT (Боллер и др., 2016), в котором этот источник обозначен как 2RXS J194401.4+284456 (было получено 53 отсчета за 387 с в октябре 1990 г.). Природа J1944 до сих пор не определена.

В работе Торрес и др. (2019) данный источник рассматривался как кандидат в туманность пульсарного ветра. Также было обнаружено его оптическое отождествление по совпадению координат со звездой из

*Электронный адрес: kolbinalexander@mail.ru

каталога Gaia с величиной $G = 17.6^m$. По результатам рентгеновских и ультрафиолетовых (УФ) наблюдений с помощью телескопа Swift 2018 г. (время экспозиции 850 с) источник оказался слишком слабым, чтобы являться пульсарной туманностью, и вопрос о его природе остался открытым.

В последующей работе Таката и др. (2022) J1944 рассматривался как возможный кандидат в катаклизмическую переменную (КП). Авторы использовали оптические данные телескопа TESS, однако им не удалось определить параметры предполагаемой двойной звездной системы для подтверждения этой гипотезы.

В качестве альтернативы, J1944 может являться отождествлением неассоциированного гамма-источника 4FGL J1943.9+2841. Значимость детектирования последнего составляет всего $\approx 6\sigma$, переменность излучения не обнаружена, поток в диапазоне 0.1–100 ГэВ $F_\gamma = (4.3 \pm 1.1) \times 10^{-12}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, а его спектр может быть описан моделью LogParabola (Абдоллахи и др., 2022; Баллет и др., 2023). J1944 является самым ярким рентгеновским источником, который попадает в эллипс, соответствующий 95% неопределенности положения 4FGL J1943.9+2841 (рис. 1). При подтверждении отождествления J1944 с гамма-источником он мог бы быть пульсаром в двойной звездной системе.

Для выяснения природы J1944 нами были рассмотрены рентгеновские данные телескопа eROSITA (Предел и др., 2020) на борту обсерватории Спектр-РГ (СРГ; Сюняев и др., 2021), полученные в ходе сканирования неба в 2020–2021 гг. (соответствующее обозначение источника — SRGe J194401.8+284452), оптические данные различных каталогов и архивные УФ и рентгеновские данные ряда наблюдений Swift (обозначение в каталоге Swift-XRT Point Source catalogue — 2SXPS J194401.7+284450, Эванс и др., 2020). Также были проведены оптические спектроскопические и фотометрические наблюдения на 6-м телескопе БТА, 1.5-м Российско-Турецком телескопе РТТ-150 и 2.1-м телескопе Мексиканской национальной астрономической обсерватории (Observatorio Astronómico Nacional San Pedro Mártir, OAN-SPM). Здесь мы приводим результаты анализа этих данных.

НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Оптические данные из каталогов

Параметры кандидата на оптическое отождествление J1944, взятые из каталога Gaia (Коллаборация Gaia и др., 2016, 2023), представлены в табл. 1. Мы обнаружили источник в обзоре Isaac Newton Telescope Photometric H-Alpha Survey (IPHAS; Барентсен и др., 2014), где на эпоху MJD 53563 его видимые звездные величины $r = 19.60(2)^m$, $i = 19.54(6)^m$ и $H\alpha = 18.41(2)^m$ в фотометрической системе AB. Также имеются наблюдения IPHAS для эпох MJD 54284 и 54674,

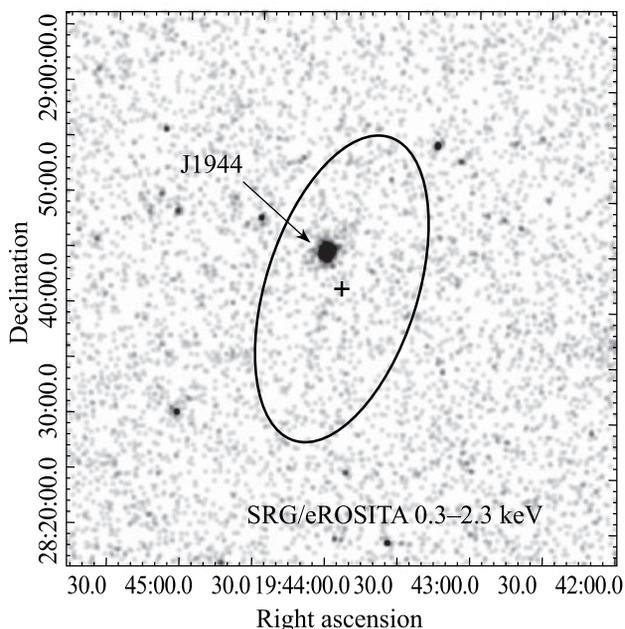


Рис. 1. Изображение поля J1944 размером $50' \times 50'$, полученное по данным телескопа eROSITA в диапазоне 0.3–2.3 кэВ. Эллипс показывает 95% неопределенность положения гамма-источника 4FGL J1943.9+2841, помеченного крестиком (Абдоллахи и др., 2022).

Таблица 1. Параметры кандидата на оптическое отождествление J1944 из каталога Gaia. Расстояние D соответствует геометрическому расстоянию по данным Gaia (Бэйлер-Джонс и др., 2021)

R.A. (J2000)	$19^{\text{h}}44^{\text{m}}01^{\text{s}}898273(4)$
Dec. (J2000)	$+28^{\circ}44'51''58412(6)$
Галакт. долгота l , град.	64.226
Галакт. широта b , град.	2.396
Параллакс π , мсд	2.405(75)
Собственное движение μ , мсд год $^{-1}$	35.766
μ_{ra} , мсд год $^{-1}$	32.56(6)
μ_{dec} , мсд год $^{-1}$	14.81(7)
Расстояние D , пк	415(15)

но их результаты не вошли в обзор, возможно, из-за нефотометрических погодных условий. Однако из анализа соответствующих изображений следует, что в эти даты источник имел примерно такую же яркость, как и в наблюдениях эпохи MJD 53563. Наилучший сигнал-шум был достигнут в наблюдениях в эпоху MJD 54674, и нам удалось измерить его величины $r = 19.90(4)^m$ и $H\alpha = 18.66(4)^m$. Помимо этого,

источник присутствует в каталогах Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System (Pan-STARRS; Флювеллинг и др., 2020) и Zwicky Transient Facility (ZTF; Маски и др., 2019), где он демонстрирует значимую переменность блеска.

Оптическая фотометрия

Наши фотометрические наблюдения кандидата в оптический компаньон J1944 проводились в фильтрах g, r, i, z на 1.5-м Российско-Турецком телескопе PTT-150 (Турецкая национальная обсерватория TÜBİTAK) в 2022, 2023 и 2024 гг. Телескоп оснащен инструментом TFOSC с матрицей Andor iKon-L 936 BEX2-DD-9ZQ размером 2048×2048 пикселей, термоэлектрически охлаждаемой до -80°C . Поле зрения прибора TFOSC в режиме прямых снимков составляет $11' \times 11'$ с размером пикселя $0.33''$ при биннинге 1×1 .

Источник также наблюдался в полосе V на 2.1-м телескопе OAN-SPM с инструментом “Rueda Italiana”¹ 1 июня 2023 г. Поле зрения детектора равно $6' \times 6'$ с размером пикселя $0.34''$ при биннинге 2×2 .

Обработка фотометрических данных проводилась в среде IRAF². Из изображений был вычтен электронный ноль (bias), на основе кадров плоского поля проведено исправление изображений за мультипликативные ошибки. Следы космических частиц удалялись с помощью алгоритма LaCosmic (ван Доккум, 2001). Детектирование звезд на кадрах проводилось при помощи алгоритма DAOFIND. На профиль кандидата в J1944 накладываются крылья профиля ближайшей звезды, поэтому для корректного измерения потоков использовался метод PSF-фотометрии.

Также была проведена быстрая фотометрия источника на 6-м телескопе БТА Специальной астрофизической обсерватории РАН в 2022 г. В этих наблюдениях использовался аппаратный комплекс МАНИЯ на основе многомодового панорамного фотополиметра MPPP микросекундного временного разрешения (Плохотниченко и др., 2021, 2023). Прибор был установлен в фокусе Нэсмита БТА, снабженным поворотным столом, компенсирующим вращение поля зрения с диаметром около $20''$. Излучение этой области в диапазоне $3600\text{--}7600 \text{ \AA}$, разделенное при длине волны 4500 \AA дихроичным зеркалом на два потока, синхронно регистрировалось координатно-чувствительными детекторами (КЧД) с максимумами чувствительности в длинноволновой (“красной”) и коротковолновой (“синей”) частях спектра (Де-Бур и др., 2003; Плохотниченко и др., 2009). Координаты и моменты прихода фотонов определялись и кодировались многомерным хронометрическим устройством “Квантохрон 4-48” (Плохотниченко и др., 2009) с временным разрешением 1 мкс, а их совокупность сохра-

нялась в памяти компьютера. Массивы этих данных преобразовывались в так называемые фотонные листы — текстовые файлы, содержащие последовательности моментов времени и координат зарегистрированных фотонов. С их использованием строились динамические изображения поля зрения MPPP, кривые блеска выделенных звезд (объекта, звезды сравнения и двух контрольных звезд), определялись статистические характеристики излучения. При этом были скомпенсированы эффекты атмосферной нестабильности, вариации скорости ведения телескопа, а также неравномерность движения поворотного стола. Журнал всех наблюдений приведен в табл. 2.

Оптическая спектроскопия

Набор спектров предполагаемого оптического компаньона J1944 получен на 6-м телескопе БТА Специальной астрофизической обсерватории РАН в ночи 4/5 июля и 7/8 июля 2022 г. в квоте резерва директора. Наблюдения проводились в хороших астроклиматических условиях с размером звездного изображения $1.2\text{--}1.3''$. Регистрация спектров проводилась с помощью фокального редуктора SCORPIO-2 в режиме длиннощелевой спектроскопии (Афанасьев, Моисеев, 2011). В качестве дисперсора использовалась объемно-фазовая голографическая решетка VPHG1200@540, с которой, при выставленной ширине щели $1''$, обеспечивалось покрытие спектрального диапазона $\lambda = 3650\text{--}7250 \text{ \AA}$ с разрешением $\delta\lambda \approx 5.5 \text{ \AA}$.

Обработка полученного материала проводилась при помощи средств пакета IRAF. Из кадров со спектрами объекта был удален электронный ноль, с помощью программы LaCosmic проведена чистка изображений от следов космических лучей, на основе кадров плоского поля выполнена коррекция изображений за неоднородную чувствительность прибора. С помощью кадров лампы He-Ne-Ar проведена калибровка спектров по длинам волн и коррекция геометрических искажений. Выполнена оптимальная экстракция спектров с вычитанием фона неба (Хорн, 1986). Спектры были калиброваны по потокам на основе снимков звезды-стандарта BD+25°4655 (Оке, 1990). Для каждого спектра найдены гелиоцентрические поправки к лучевой скорости. Журнал спектральных наблюдений включен в табл. 2.

Архивные УФ-наблюдения

Поле J1944 наблюдалось с помощью телескопа Swift в 2018 и 2022–2024 гг. Мы проанализировали данные инструмента Ultra-violet/Optical Telescope (UVOT), полученные в полосах $uvw2$ (1928 \AA), $uvm2$ (2246 \AA), $uvw1$ (2600 \AA) и u (3465 \AA), используя обработанные изображения из архива.

Для фотометрии использовалась команда UVOTSOURCE и стандартная апертура $5''$. Список наблюдений представлен в табл. 3. Мы исключи-

¹<https://www.astrossp.unam.mx/en/users/instruments/ccd-imaging/filter-wheel-italiana>

²Пакет программ обработки и анализа астрономических данных IRAF доступен по адресу <https://iraf-community.github.io>

Таблица 2. Журнал наблюдений кандидата в оптический компаньон J1944. Перечислены телескопы и приборы, использованные в наблюдениях, наблюдательные ночи, продолжительность наблюдений, количество полученных кадров, продолжительность экспозиций, покрываемый спектральный диапазон

Телескоп/Приемник	Дата наблюдений, UT	Период HJD-2459700	N	Экспозиция, с	Диапазон
РТТ-150/TFOSC	13/14 мая 2022	13.4848–13.5940	62	120	g, r, i
РТТ-150/TFOSC	15/16 мая 2022	15.4831–15.5865	44	180	r
РТТ-150/TFOSC	01/02 июня 2022	32.4337–32.5634	63	180	i
БТА/SCORPIO-2	04/05 июля 2022	65.3705–65.4836	28	300	3650–7250 Å
БТА/SCORPIO-2	07/08 июля 2022	68.4214–68.4892	17	300	3650–7250 Å
БТА/MANIA	06/07 июля 2022	67.3822–67.4100	3230	1	3600–7600 Å
БТА/MANIA	06/07 июля 2022	67.4197–67.5000	7999	1	3600–7600 Å
2.1-м/Rueda Italiana	01/02 июня 2023	396.8990–396.9669	51	100	V
РТТ-150/TFOSC	15/16 июня 2023	411.4484–411.5523	20	120	r
РТТ-150/TFOSC	11/12 июля 2023	437.4336–437.5480	90	60	g
РТТ-150/TFOSC	12/13 июля 2023	438.4625–438.5642	76	120	r
РТТ-150/TFOSC	15/16 июля 2023	441.4186–441.5569	80	120	r
РТТ-150/TFOSC	07/08 июня 2024	769.4924–769.5603	70	60	g
РТТ-150/TFOSC	09/10 июня 2024	771.4218–771.5535	140	60	g
РТТ-150/TFOSC	15/16 июня 2024	777.4203–777.4512	12	180	g, r, i, z

ли из рассмотрения наблюдения 03111808002 и 00010695019, поскольку в них экспозиции UVOT составили 7 и 0 с соответственно.

Рентгеновские данные

Поле J1944 наблюдалось телескопом eROSITA 669 с. Для извлечения спектра источника использовался кружок радиусом 60", а спектр фона был извлечен из кольца с радиусами 120" и 300".

Также поле J1944 наблюдалось с помощью инструмента X-Ray Telescope (XRT), установленного на обсерватории Swift (номера наблюдений совпадают с наблюдениями UVOT, также использовались наблюдения 03111808002 и 00010695019). Используя эти данные, а также инструменты Swift-XRT data products generator³ (Эванс и др., 2009), мы построили кривую блеска источника и извлекли его спектры.

АНАЛИЗ ДАННЫХ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Оптические и УФ-изображения

Изображения поля J1944, полученные телескопами РТТ-150 в полосе r и Swift/UVOT в полосе $uvw1$, представлены на рис. 2. Они демонстрируют, что в

2022 г. источник был заметно ярче, чем в 2023 г., как в оптическом, так и в УФ-диапазоне. На рис. 3 приведено изображение окрестности J1944, зарегистрированное "красным" КЧД с экспозицией 8000 с в ночь 6/7 июля 2022 г.

Кривые блеска на больших масштабах времени

Для построения оптических, УФ и рентгеновских кривых блеска J1944 использовались данные, позволившие охватить временной промежуток с 2005 по 2024 г.

Результаты фотометрии данных Swift/UVOT представлены в табл. 3. Поток J1944 в полосе u загрязнен вкладом от ближайших звезд (рис. 2), которые значительно слабее на более коротких волнах.

Кривые блеска по данным ZTF, Pan-STARRS, IPHAS, Swift UVOT и XRT представлены на рис. 4. Они показывают, что источник испытывает сильную переменность на масштабах времени от часов до месяцев. Наблюдаются высокие и низкие состояния со средними оптическими величинами $\sim 18^m$ и $\sim 20^m$, соответственно. Переходы из низкого в высокое состояние произошли около MJD 55800 и 60300, из высокого в низкое — около MJD 60000 и 60447. При этом в высоком состоянии амплитуда переменности состав-

³https://www.swift.ac.uk/user_objects/

Таблица 3. Результаты фотометрии данных Swift/UVOT. Величины приведены в системе AB. Неопределенности величин не учитывают систематическую ошибку равную 0.03^m

ObsID	Дата	<i>uvw1</i>	<i>uvw2</i>	<i>uvm2</i>	<i>u</i>		
00010695002	31 мая 2018		18.45 ± 0.04				
03111808001	07 августа 2022	17.39 ± 0.05		18.09 ± 0.05	16.62 ± 0.04		
03111808003	31 августа 2022			17.84 ± 0.07			
03111808004	10 октября 2022			18.80 ± 0.07			
03111808005	28 ноября 2022						
03111808006	03 декабря 2022						
03111808007	04 декабря 2022			17.55 ± 0.05			
03111808008	07 декабря 2022					17.47 ± 0.05	
03111808009	08 декабря 2022			18.40 ± 0.05			
03111808010	12 декабря 2022			18.65 ± 0.06			
03111808011	14 декабря 2022		18.86 ± 0.11				
00010695003	17 мая 2023	19.83 ± 0.19	20.27 ± 0.10		18.98 ± 0.17		
00010695004	17 мая 2023		20.23 ± 0.10				
00010695005	17 мая 2023		20.28 ± 0.10				
00010695007	19 мая 2023						
00010695008	21 мая 2023		19.94 ± 0.14				
00010695009	26 мая 2023		20.05 ± 0.24	20.24 ± 0.18			
00010695010	31 мая 2023		20.11 ± 0.22	20.36 ± 0.15		18.85 ± 0.14	
00010695011	06 июня 2023		19.77 ± 0.17	20.12 ± 0.12			
00010695012	21 сентября 2023					19.12 ± 0.12	
00010695013	19 октября 2023					19.18 ± 0.13	
00010695014	16 ноября 2023					18.97 ± 0.09	
00010695015	14 декабря 2023					20.05 ± 0.18	
00010695016	11 января 2024					18.67 ± 0.08	17.33 ± 0.03
00010695017	08 февраля 2024					19.29 ± 0.13	
00010695018	07 марта 2024					18.28 ± 0.06	
00010695020	02 мая 2024						
00010695022	17 мая 2024	19.82 ± 0.26	20.02 ± 0.26		18.79 ± 0.13		
00010695023	20 мая 2024	19.83 ± 0.15	20.41 ± 0.20	19.94 ± 0.17	18.80 ± 0.09		
00010695025	27 мая 2024		20.25 ± 0.19				
00010695026	3 июня 2024				18.58 ± 0.11		
00010695027	9 июня 2024	19.87 ± 0.22	20.57 ± 0.20				

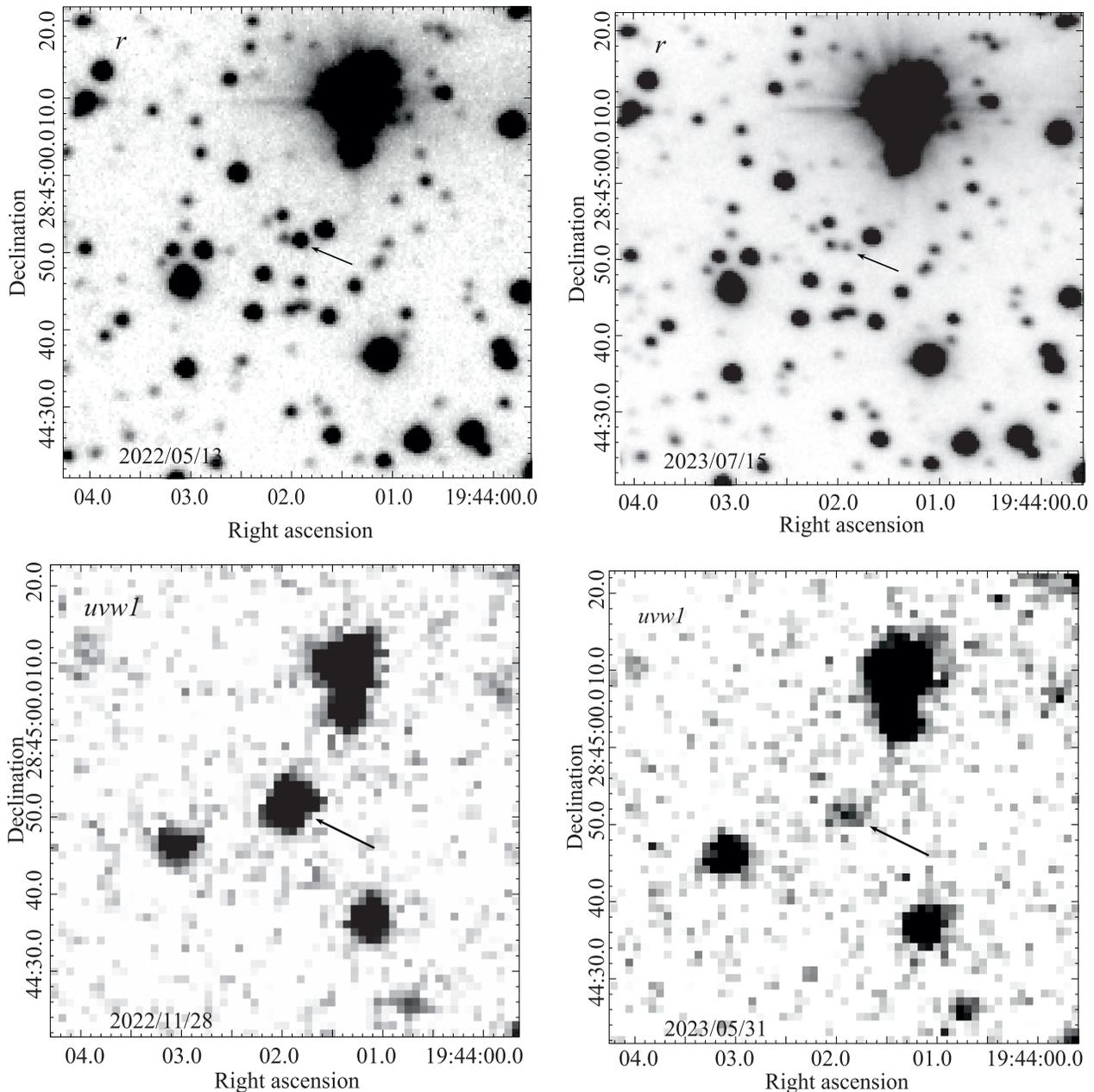


Рис. 2. Изображения поля J1944 размером $1' \times 1'$, полученные телескопами РТТ-150 в полосе r (вверху) и Swift/UVOT в полосе $uvw1$ (внизу). Положение J1944 указано стрелкой. На левых панелях представлено высокое состояние источника, на правых — низкое.

ляет примерно две звездные величины, а в низком — существенно меньше.

В рентгеновском диапазоне также наблюдаются переходы между высокими и низкими состояниями, согласующиеся по времени с переходами в оптических/УФ кривых блеска. Совместное изменение блеска подтверждает отождествление оптического источника с J1944.

Такое поведение наблюдается для тесных двойных систем с аккрецирующими компактными объектами,

например, КП (Ханикатт, Кафка, 2004; Мэйсон, Сантана, 2015; Мукай, Преториус, 2023), транзиентных миллисекундных пульсаров (МСП, Папитто, де Мартино 2022) или маломассивных рентгеновских двойных (Мишуда и др., 1989).

Оптические кривые блеска на коротких масштабах времени

Кривые блеска оптического компаньона J1944, полученные на телескопе РТТ-150, когда источник находился в высоком состоянии, представлены на

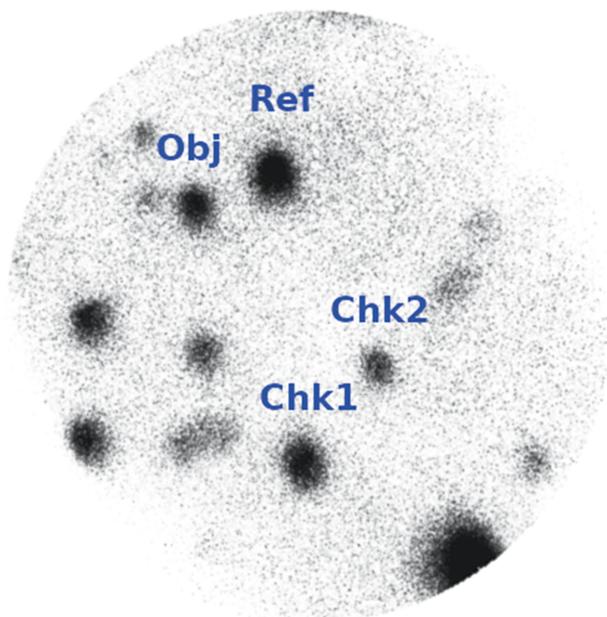


Рис. 3. Изображение поля J1944 диаметром 20", полученное на многомодовом фотопляриметре MPPP. J1944 помечен как "Obj", звезда сравнения — "Ref", а две контрольные звезды — "Chk1" и "Chk2".

рис. 5. В ночь 13/14 мая 2022 г. были проведены многополосные фотометрические наблюдения в фильтрах g , r , i системы SDSS. Во всех фильтрах проявляются взаимосвязанные (квазиодновременные) изменения блеска с амплитудой $\Delta g \approx \Delta r \approx \Delta i \approx 0.5^m$ на масштабе времени ~ 1 часа. Также заметны изменения блеска между отдельными экспозициями, значительно превышающие ошибки фотометрии $\delta m = 0.02 - 0.05^m$.

В ночь 15/16 мая 2022 г. наблюдались квазипериодические изменения блеска амплитудой $\Delta r \approx 0.4^m$ с характерным временем переменности в 86 мин (рис. 5). В наблюдениях 01/02 июня 2022 г. периодичность не проявляется. Блеск системы плавно уменьшался на $\Delta i \approx 0.4^m$ в течение ≈ 0.12 сут, после чего резко увеличился до исходного значения за ≈ 0.01 сут.

Кривые блеска, полученные на телескопах OAN-SPM и РТТ-150 в 2023 г., когда J1944 находился в низком состоянии, представлены на рис. 6 слева. Они не демонстрируют таких резких изменений, которые характерны для высокого состояния. Проведя анализ кривых блеска методом Ломба–Скаргла, мы обнаружили период P_s , равный 7.96 ± 0.07 мин (см. центральные панели на рис. 6). Свернутые с этим периодом кривые блеска имеют один пик за период, при этом блеск меняется не больше, чем на 0.4^m (рис. 6 справа). Для проверки стабильности периода в 7.96 мин были выполнены дополнительные фотометрические наблюдения на РТТ-150 в фильтре g в ночи 07/08

и 09/10 июня 2024 г. Анализ кривых блеска методом Ломба–Скаргла показывает период 7.948 ± 0.011 мин с амплитудой 0.4^m , что подтверждает высокую стабильность как периода, так и амплитуды изменения блеска в низком состоянии на шкале один год.

По результатам обработки данных комплекса МАНИЯ (рис. 3), полученных в ночь 6/7 июля 2022 г. на 6-м телескопе БТА, были построены кривые блеска J1944 и звезд поля с временным разрешением 1, 5 и 10 с. На рис. 7 приведены кривые блеска с окном 10 сек в форме разности инструментальных звездных величин объекта и звезды сравнения (Ref) (синяя кривая), а также контрольной звезды (Chk2) и Ref (оранжевая кривая). Одинаковые долговременные (часовые) вариации блеска обусловлены комбинацией виньетирования поля и неполной компенсации его вращения. В результате их редукции получены кривые блеска с разрешением 1 мин для пар источников Obj – Ref и Chk1 – Ref, которые показаны на рис. 8. Анализ совокупности этих результатов позволяет сделать следующие выводы:

- не обнаружена значимая переменность на временных масштабах $\sim 1-10$ с. С учетом статистических и систематических ошибок измерений характерное ограничение на амплитуду такой переменности составляет $\sim 0.25^m$
- зарегистрированы вариации стохастического характера на временах 1–15 мин, наблюдающиеся на кривых блеска с амплитудами $0.2-0.6^m$.

По-видимому, эти проявления обусловлены крупномасштабной турбулентностью аккреционной структуры вокруг компактного объекта.

Оптические спектры

Усредненный оптический спектр J1944 в высоком состоянии показан на рис. 9. Он имеет голубой континуум, содержит двухпиковые эмиссионные линии бальмеровской серии водорода ($H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$, $H\epsilon$, $H\zeta$), нейтрального гелия (HeI $\lambda 4023$, $\lambda 4387$, $\lambda 4471$, $\lambda 4713$, $\lambda 4921$, $\lambda 5015$, $\lambda 5876$, $\lambda 6678$, $\lambda 7065$), линию ионизованного гелия $HeII$ $\lambda 4686$ и линию ионизованного железа $FeII$ $\lambda 5169$. Он типичен для излучения аккреционного диска в тесной двойной звездной системе.

Динамический спектр линии HeI $\lambda 5876$, полученный по наблюдениям 04/05 июля 2022 г., показан на левой панели рис. 10. В нем проявляется слабая S-волна, которая часто присутствует в спектрах КП с аккреционными дисками. Следы этой волны проявляются и в профилях других линий, однако она наиболее выражена в линии HeI $\lambda 5876$. По-видимому, она формируется в горячем пятне, возникающим при взаимодействии аккреционной струи с внешним краем аккреционного диска. Для ее выделения мы вычли из профилей линии усредненный профиль. Полученный на основе остаточных профилей динамический

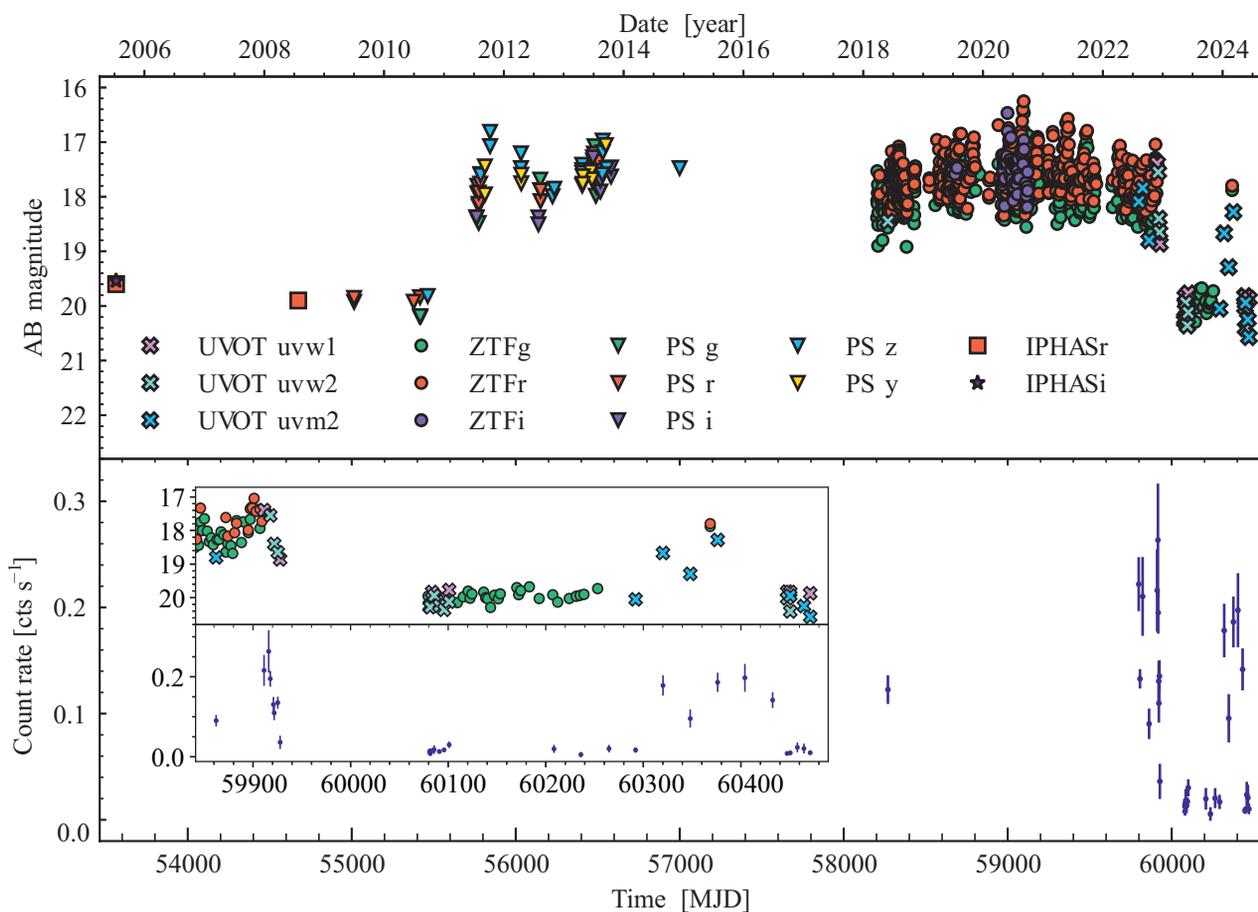


Рис. 4. Вверху: кривые блеска J1944, полученные по данным различных каталогов и инструментов в разных оптических и УФ-фильтрах, как указано в легенде (PS \equiv Pan-STARRS). Внизу: кривая блеска J1944, полученная по данным телескопа Swift/XRT в диапазоне 0.3–10 кэВ. Во вставке показаны те же кривые блеска, но для меньшего интервала времени.

спектр HeI $\lambda 5876$ показан на правой панели рис. 10. Аппроксимация S-волны синусоидой дала полуамплитуду лучевой скорости горячего пятна $K_s = 650 \pm 23$ км/с и период $P = 89 \pm 1$ мин. Поскольку лучевые скорости горячего пятна модулированы орбитальным движением, то найденный период должен быть орбитальным.

Для оценки параметров системы важно определить полуамплитуду лучевых скоростей аккректора K_1 . Хотя в спектрах J1944 не проявляются линии аккректора, его орбитальное движение отражают эмиссионные линии, формирующиеся в аккреционном диске. Корректное определение K_1 требует измерения лучевых скоростей по крыльям спектральных линий, которые образуются ближе к аккректору и менее искажены излучением горячего пятна и приливными деформациями края аккреционного диска. Для решения этой задачи мы воспользовались методом, предложенным Шафтер (1983). Его суть сводится к вычислению свертки

$$C(v_0) = \int k(v - v_0)r(v)dv, \quad (1)$$

где $r(v)$ — профиль спектральной линии в шкале скоростей, а ядро k представляет собой разность двух гауссиан, разделенных расстоянием a , т.е.

$$k(v) = \exp\left[-\frac{(v + a/2)^2}{2\sigma^2}\right] - \exp\left[-\frac{(v - a/2)^2}{2\sigma^2}\right]. \quad (2)$$

Разделение a выбирается так, чтобы гауссианы располагались на крыльях линии. Среднеквадратическое отклонение σ должно быть достаточно малым, чтобы гауссианы не захватывали центральные части линии. С другой стороны, ширина гауссиан должна быть достаточно большой, для накопления необходимого сигнала. Лучевая скорость крыльев линии v_0 определяется из требования $C(v_0) = 0$. Полученные таким образом кривые лучевых скоростей аппроксимировались синусоидами $v_0(t) = \gamma - K_1 \sin[2\pi(t/P_{\text{orb}} - \varphi_0)]$, где γ — средняя лучевая скорость, K_1 — искомая полуамплитуда лучевой скорости ($K_1 > 0$), φ_0 — начальная фаза. Для подбора разделения гауссиан a мы воспользовались диагностическими диаграммами, представ-

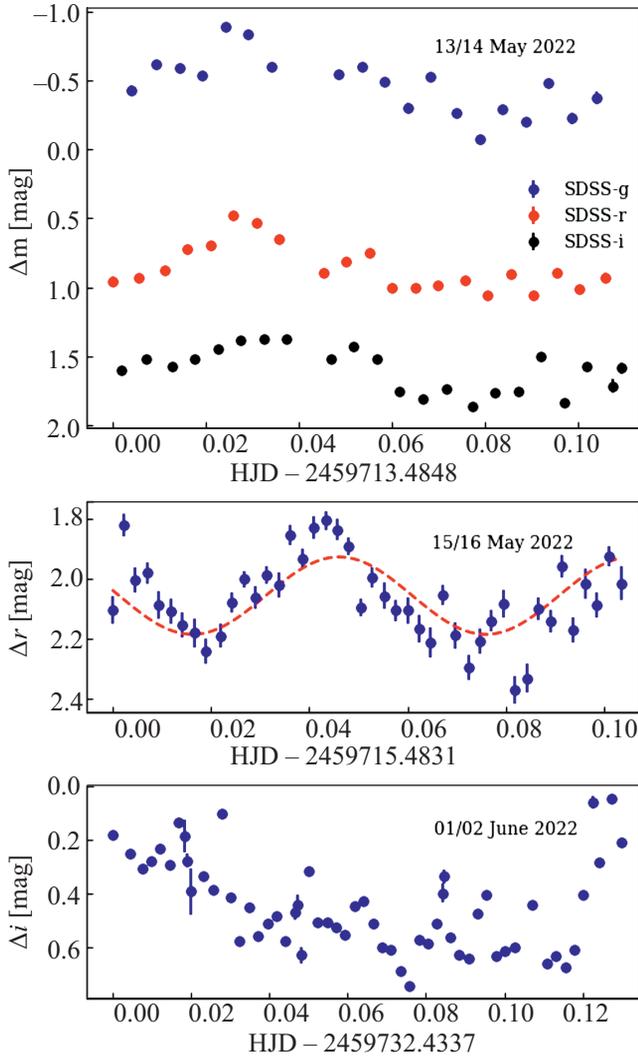


Рис. 5. Кривые блеска кандидата в оптический компаньон J1944, полученные на РТТ-150 13/14 мая, 15/16 мая, 01/02 июня 2022 г. Кривая блеска 15/16 мая описана синусоидой с периодом 86 мин.

ляющими собой зависимости полуамплитуды K и ее ошибки ΔK от разделения a . На основе этих диаграмм мы выбрали разделение $a = 2500$ км/с, как максимальное разделение, начиная с которого ошибка ΔK испытывает резкое возрастание. Среднеквадратическое отклонение было принято равным $\sigma = 150$ км/с. Полученные кривые лучевых скоростей линий $\text{H}\alpha$, $\text{H}\beta$, $\text{H}\gamma$, $\text{HeI } \lambda 5876$ (с вычитенной средней скоростью γ) показаны на рис. 11. Определение лучевых скоростей проводилось со средними ошибками ≈ 5 км/с для линии $\text{H}\alpha$, ≈ 9 км/с для линии $\text{H}\beta$, ≈ 16 км/с для линий $\text{H}\gamma$ и $\text{HeI } \lambda 5876$. Они соответствуют определенному выше орбитальному периоду. Оценка полуамплитуды лучевой скорости составила $K_1 = 30 \pm 5$ км/с, которая дает функцию масс $f_2(M) = 0.00017(9)M_\odot$.

На основе профилей линий $\text{H}\alpha$ и $\text{HeI } \lambda 5876$ восстановлены доплеровские томограммы, показанные

на рис. 12. Доплеровские томограммы представляют собой распределение скоростей источников эмиссионных линий, проецированных на орбитальную плоскость. Точки этого пространства характеризуются парой координат: модулем скорости v , отсчитываемым от центра масс, и углом ϑ между вектором скорости и линией, соединяющей центры масс звезд системы. Для более детального знакомства с методом доплеровской томографии мы отсылаем читателя к Марш, Швопе (2016); Котзе и др. (2015); Котзе, Поттер и др. (2016). Восстановление доплеровских карт проводилось при помощи кода `doptomog-2.0` (Котзе и др., 2015), реализующего метод максимума энтропии. Орбитальные фазы средин спектральных экспозиций рассчитывались на основе кривых лучевых скоростей аккректора. Из-за ошибки определения нулевой фазы φ_0 доплеровские томограммы имеют неопределенность в угле поворота $\Delta\theta = 6^\circ$ и $\Delta\theta = 9^\circ$ для наблюдений 04/05 июля и 07/08 июля 2022 г. соответственно. На всех томограммах, представленных на рис. 12, видна кольцеобразная структура, которая соответствует излучению аккреционного диска. Также на томограммах проявляется горячее пятно, образованное в результате взаимодействия аккреционной струи с краем аккреционного диска. Положение горячего пятна на томограммах в линии $\text{HeI } \lambda 5876$, полученных по данным разных ночей, отличается на $\theta \sim 15^\circ$ и может быть объяснено ошибками определения начальных эпох в орбитальных эфемеридах. Положение горячего пятна на томограммах в линии $\text{H}\alpha$ испытывает большие изменения $\Delta\theta \approx 45^\circ$ и, вероятно, отражает изменение положения источника эмиссии. Из сравнения томограмм в двух линиях очевидно, что эмиссии в линии $\text{HeI } \lambda 5876$ образуются в более скоростных и, следовательно, более близких к аккректору областях диска.

Рентгеновские спектры

Наблюдения СРГ/eROSITA пришлись на высокое состояние J1944. Было получено 872 отсчета от источника (исключая фон) в диапазоне 0.3–9 кэВ, которые были сгруппированы так, чтобы приходилось не менее 20 отсчетов на спектральный канал.

В случае данных Swift/XRT мы извлекли два спектра: первый включает данные 2018, 2022 и 2024 (до 17 мая) гг. (высокое состояние), а второй — 2023 и 2024 (от 17 мая) гг. (низкое состояние). В результате для первого спектра эффективное время экспозиции составило около 8.7 кс, и было получено 965 отсчетов от источника в диапазоне 0.3–10 кэВ. Спектр был перегруппирован так, чтобы приходилось не менее 20 отсчетов на спектральный канал. Для второго спектра эффективное время экспозиции составило 14.1 кс но отсчетов получено всего 130, поэтому перегруппировка была сделана так, чтобы приходилось не менее пяти отсчетов на канал.

Спектры, извлеченные из данных телескопов Swift

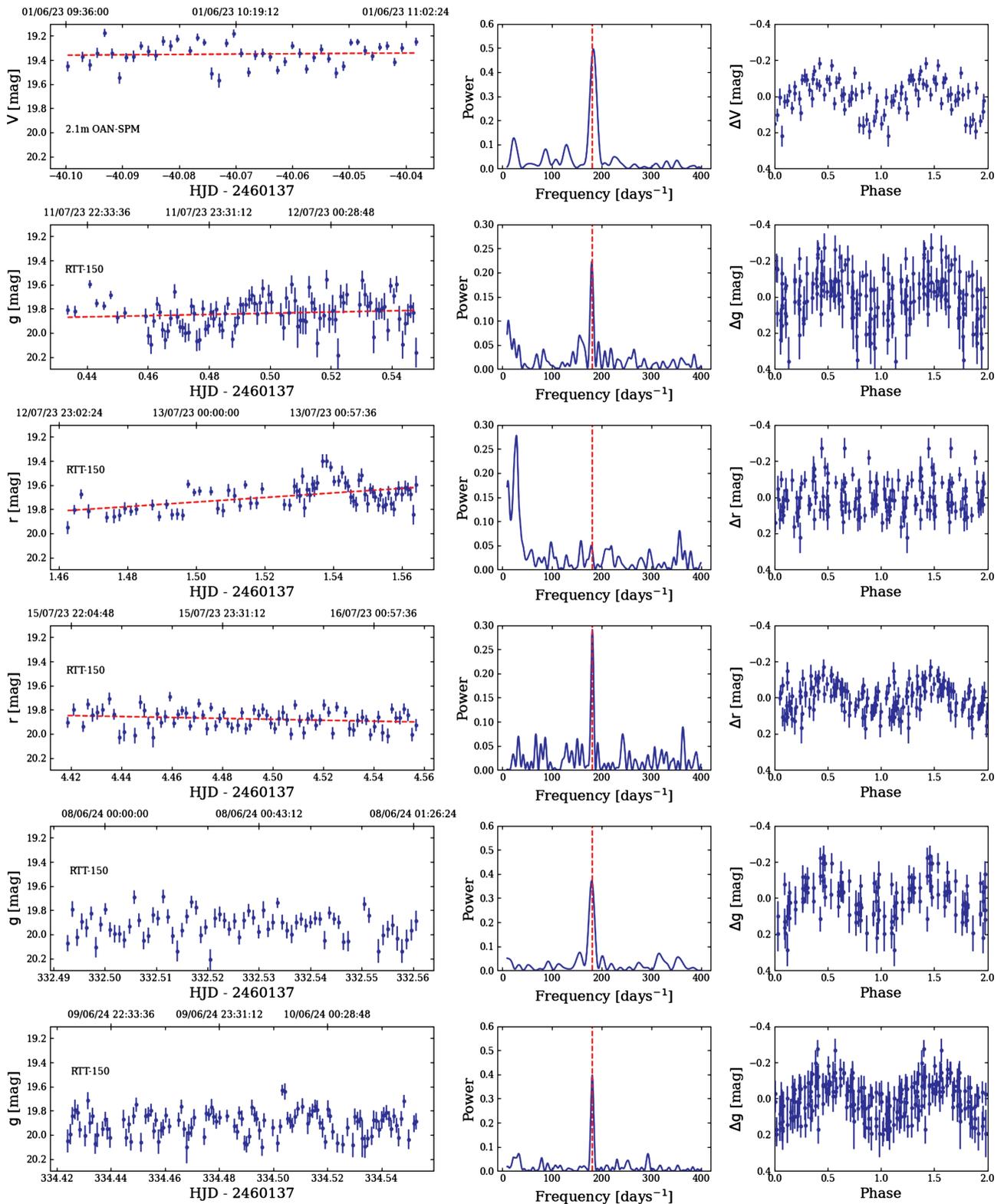


Рис. 6. Кривые блеска J1944 в низком состоянии (слева), соответствующие им периодограммы Ломба–Скаргла (посередине) и фазовые кривые блеска (справа), полученные для периода $P_s = 7.96 \pm 0.07$ мин ($f_s = 181.00 \pm 1.66$ сут⁻¹). На графиках слева пунктирной линией показан тренд, вычтенный перед расчетом периодограмм. Измерения для телескопа OAN-SPM приведены в системе Vega.

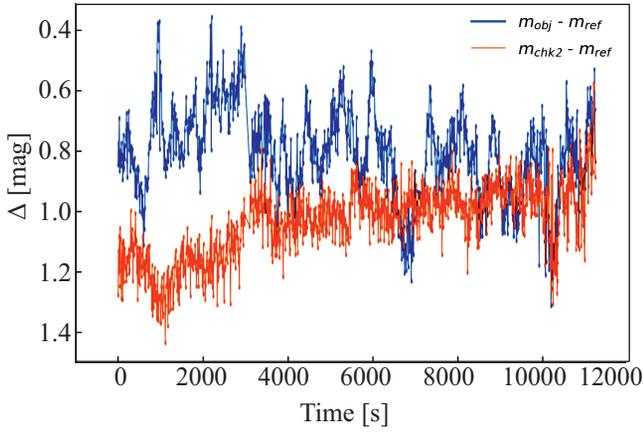


Рис. 7. Кривые блеска с 10-секундным временным разрешением, полученные на MPPP для J1944 (синяя линия) и контрольной звезды (оранжевая линия).

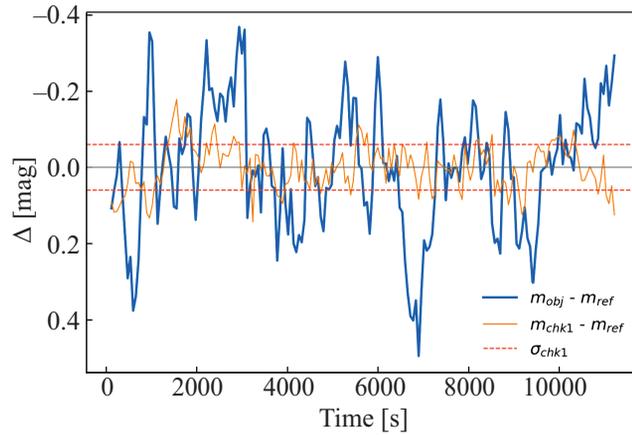


Рис. 8. Кривые блеска J1944 и контрольной звезды с 60-секундным временным разрешением, полученные по результатам наблюдений на многомодовом фотополариметре MPPP. Красными штриховыми линиями показана 1σ неопределенность вариации блеска, рассчитанная по контрольной звезде

и eROSITA, были аппроксимированы в диапазоне 0.3–10 кэВ с помощью пакета программ XSPEC (Арно, 1996). Мы использовали статистику χ^2 для данных, полученных в высоком состоянии тогда как для данных в низком состоянии из-за малого числа отсчетов — C -статистику (Кэш, 1979).

Мы аппроксимировали спектры моделью тепловой плазмы mekal (Меве и др., 1985, 1986; Лидал и др., 1995). Подобные модели используются для описания рентгеновских спектров КП (см., например, Баскилл и др., 2005; Рейс и др., 2013; Нусита и др., 2014). Сначала мы оставили температуру и нормировку модели свободными параметрами для каждого спектра, чтобы

Таблица 4. Параметры наилучшей аппроксимации рентгеновских спектров моделью $\text{tbabs} \times (\text{mekal} + \text{mekal})$. Неопределенности соответствуют 1σ доверительным интервалам. Верхние индексы h и l соответствуют высокому и низкому состоянию источника. VEM — объемная мера эмиссии. $D_{415} \equiv D/(415 \text{ пк})$

$N_{\text{H}}, \text{см}^{-2}$	$5.8^{+1.3}_{-1.4} \times 10^{20}$
$T_1, \text{кэВ}$	$0.61^{+0.07}_{-0.09}$
$\text{VEM}_1^h, \text{см}^{-3}$	$(4.1 \pm 0.9) \times 10^{53} D_{415}^2$
$\text{VEM}_1^l, \text{см}^{-3}$	$1.5^{+0.4}_{-0.3} \times 10^{53} D_{415}^2$
$T_2, \text{кэВ}$	$5.94^{+1.26}_{-0.74}$
$\text{VEM}_2^h, \text{см}^{-3}$	$6.1^{+0.3}_{-0.2} \times 10^{54} D_{415}^2$
$\text{VEM}_2^l, \text{см}^{-3}$	$3.7^{+0.6}_{-0.7} \times 10^{53} D_{415}^2$
$F_X^h, \text{эрг с}^{-1} \text{см}^{-2}$	$5.72^{+0.28}_{-0.24} \times 10^{-12}$
$F_X^l, \text{эрг с}^{-1} \text{см}^{-2}$	$4.53^{+0.50}_{-0.46} \times 10^{-13}$
$L_X^h, \text{эрг с}^{-1}$	$1.18^{+0.06}_{-0.05} \times 10^{32} D_{415}^2$
$L_X^l, \text{эрг с}^{-1}$	$9.33^{+1.04}_{-0.94} \times 10^{30} D_{415}^2$
χ^2/ν	88.9/79
C/ν	26.8/20

оценить возможные изменения параметров источника со временем. Для учета межзвездного поглощения была взята модель tbabs с химическим составом wilm (Вилмс и др., 2000). Эквивалентная колонковая плотность водорода N_{H} полагалась одинаковой для всех спектров.

Оказалось, что такая однокомпонентная модель плохо описывает данные: χ^2 , отнесенный к числу степеней свободы ν , составляет $\chi^2_{\nu} = 1.4$ ($\nu = 37$) и 1.2 ($\nu = 41$) для спектров в высоком состоянии по данным eROSITA и Swift, для спектра в низком состоянии по данным Swift $C'_{\nu} = 2.1$ ($\nu = 22$). Также наблюдается некоторый избыток потока по сравнению с модельным на энергиях $\lesssim 1$ кэВ.

Тогда мы добавили еще одну тепловую компоненту, т.е. использовали двухтемпературную модель 2-T mekal. Качество аппроксимации оказалось приемлемым, причем полученные температуры T_1 и T_2 согласуются друг с другом в пределах 2σ неопределенностей для всех спектров. Также для данных eROSITA и Swift по высокому состоянию источника согласуются нормировки тепловых компонент, тогда как для данных по низкому состоянию нормировки ниже, как и следовало ожидать, исходя из кривой блеска (рис. 4, внизу). Из-за малого числа отсчетов параметры для последнего спектра определяются плохо. Тогда мы провели совместную аппроксимацию всех трех спектров, полагая при этом все параметры, кроме нормировок

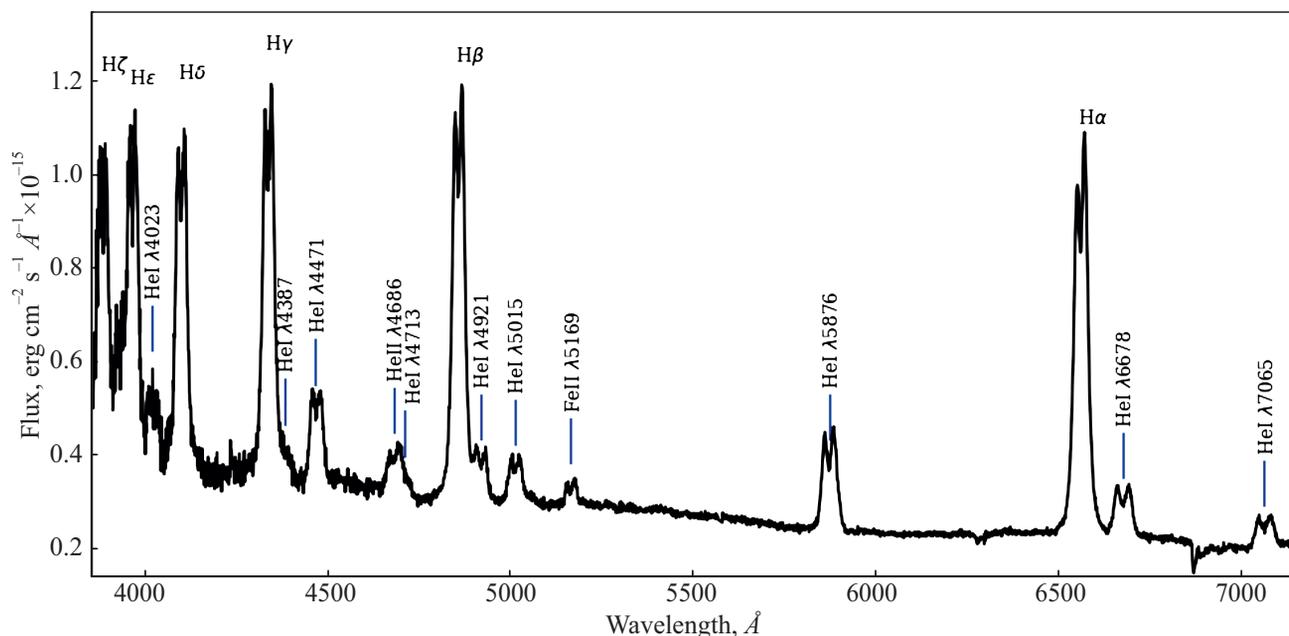


Рис. 9. Усредненный оптический спектр кандидата на отождествление J1944.

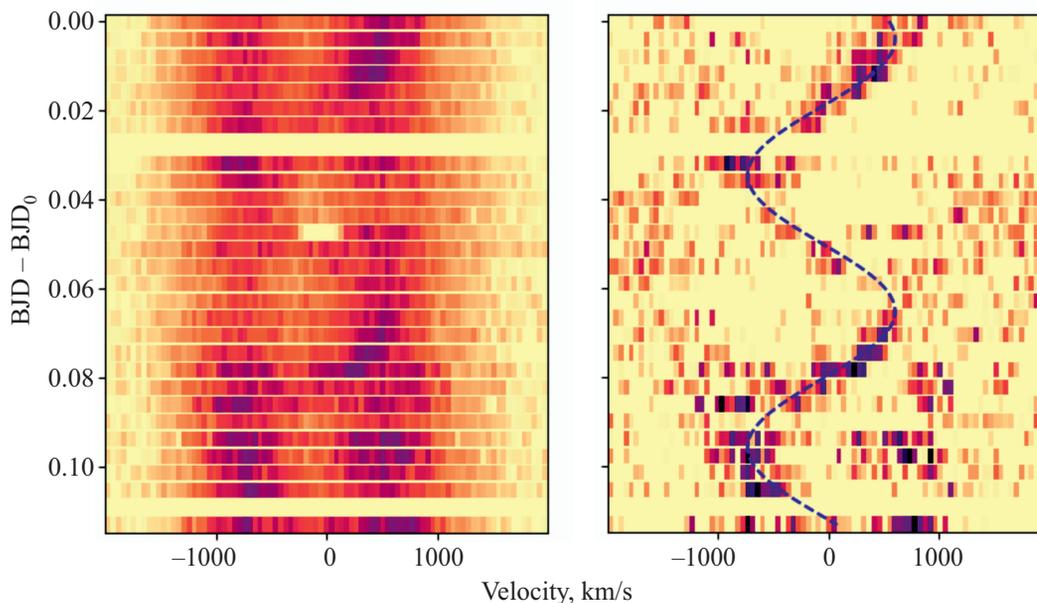


Рис. 10. Динамический спектр линии He I $\lambda 5876$ (слева) и остаточный спектр, полученный после вычитания усредненного профиля линии (справа). Начальная эпоха BJD_0 соответствует середине экспозиции первого спектра.

компонент модели, общими. Результаты аппроксимации представлены в табл. 4, где также приведены исправленные за межзвездное поглощение потоки в диапазоне 0.3–10 кэВ F_X^h и F_X^l в высоком и низком состояниях, а также соответствующие светимости L_X^h и L_X^l . Спектры и модель наилучшей аппроксимации показаны на рис. 13.

ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотренные архивные и оригинальные оптические, УФ и рентгеновские данные указывают, что J1944 является тесной двойной аккрецирующей системой с орбитальным периодом ≈ 1.5 ч. Последний однозначно определяется из анализа временных вариаций обнаруженных эмиссионных спектральных линий Бальмеровской серии водорода и ионизованного

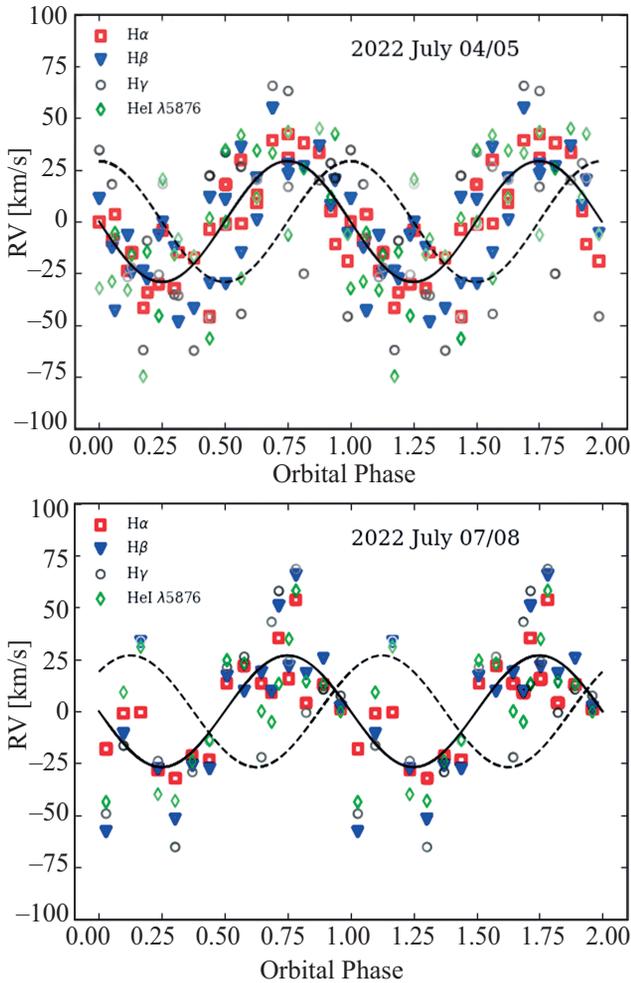


Рис. 11. Кривые лучевых скоростей крыльев линий $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ и $HeI \lambda 5876$, полученные по данным наблюдений 04/05 июля 2022 г. (верхняя панель) и 07/08 июля 2022 г. (нижняя панель). Черной линией показана аппроксимирующая синусоида. Пунктирной линией показана кривая лучевых скоростей горячего пятна, деленная на K_s/K_1 .

и нейтрального гелия. Двойственная структура линий и проведенная доплеровская томография также свидетельствуют о наличии аккреционного диска и горячих пятен, связанных со столкновением вещества диска со струей газа вытекающей из звезды донора, переполняющей полость Роша. Эпизодически орбитальный период также проявляется в оптических кривых блеска, полученных с помощью широкополосной фотометрии и имеющих один максимум за период. Однако в большинстве наших наблюдений вариации оптического блеска на временных масштабах от нескольких минут до нескольких часов имеют случайный характер, демонстрируя спорадические вспышки на уровне нескольких десятых звездной величины, видимые одновременно в нескольких фильтрах. Это свидетельствует о неустойчивости процесса ак-

креции. Мы не обнаружили никаких признаков затмений в этой двойной системе. Однако нами найдено, что эпизодически на масштабах нескольких месяцев/лет J1944 резко переходит в достаточно продолжительные, от полугода и более, состояния высокой и низкой светимости, различающиеся по оптическому блеску на уровне более одной звездной величины. Переход происходит одновременно в рентгеновском, оптическом и УФ-диапазонах, указывая на существенное изменение темпа аккреции. В низком состоянии полученные нами оптические кривые блеска не проявляют вспышечной активности, однако демонстрируют регулярные колебания интенсивности излучения с периодом ≈ 8 мин. В высоком состоянии оптический спектр системы практически полностью определяется излучением диска. В то же время, в низком состоянии полученное распределение энергии излучения по спектру в оптическом и УФ-диапазонах соответствует звездному (см. ниже).

Перечисленные свойства излучения объекта характерны для КП, состоящих из аккрецирующего белого карлика и невырожденной звезды позднего спектрального класса, являющейся донором аккрецирующего вещества. Как уже было отмечено выше, наличие периода 8 мин исключает интерпретацию объекта как двойной системы с нейтронной звездой. В предположении, что J1944 является КП, детально оценим параметры двойной системы и обсудим их совместимость с ожидаемыми для таких объектов и возможный тип КП.

Массы компонент и орбитальные параметры КП, температура белого карлика

Оценку массы вторичного компонента (донора) можно сделать исходя из требования заполнения им своей полости Роша. Согласно Сироткин, Ким (2010) эффективный радиус полости Роша R_L (т.е. радиус сферы, объем которой равен объему полости Роша) донора связан с отношением масс $q = M_2/M_1$ соотношением

$$R_L = A \frac{0.5126q^{0.7388}}{0.6710q^{0.7349} + \ln(1 + q^{0.3983})}, \quad (3)$$

где A — большая полуось системы, связанная с массами компонент и орбитальным периодом третьим законом Кеплера $A = (M_2(1 + 1/q)P_{\text{orb}}^2)^{1/3}$, M_1 — масса аккретора (белого карлика). Соотношение (3) является уточнением соотношения Игглтон (1983) для политропных моделей звезд (показатель политропы $n = 3/2$), которые лучше описывают полностью конвективные доноры КП ниже пробела в распределении их орбитальных периодов. С другой стороны, радиус звезды должен быть эволюционно связан с ее массой. Мы воспользовались эмпирической зависимостью $R_2(M_2)$, представленной в работе Книгге, Барaffe и др. (2011) и воспроизведенной на рис. 14. Она

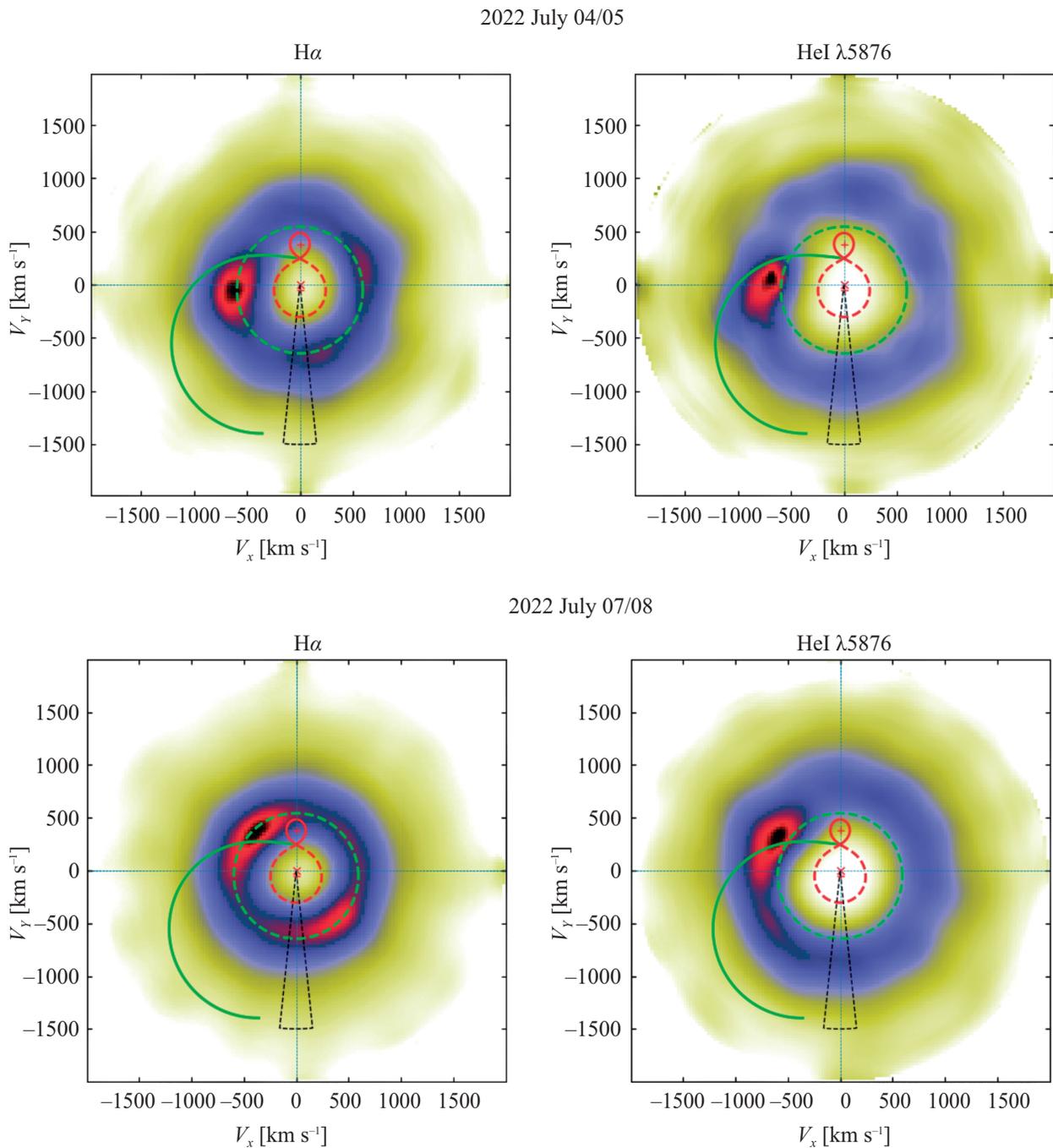


Рис. 12. Доплеровские томограммы J1944 в линиях H α (слева) и HeI λ 5876 (справа). Сверху показаны томограммы, полученные по данным наблюдений 04/05 июля 2022 г., а снизу — по наблюдениям 07/08 июля 2022 г. На томограммах указаны скорости полостей Роша первичной (замкнутая пунктирная красная линия) и вторичной компоненты (замкнутая непрерывная красная линия). Также нанесены скорости частиц на баллистической траектории (непрерывная зеленая линия), берущей начало из точки Лагранжа L₁, и скорости частиц на внешнем крае аккреционного диска (замкнутая пунктирная зеленая линия), соответствующим резонансу 3 : 1. Угол пунктирного сектора соответствует неопределенности поворота томограммы, связанной с ошибкой определения нулевой эпохи орбитальных эфемерид. Модель двойной системы рассчитана для массы аккретора 0.6 M_⊙, отношения масс $q = 0.13$ и наклона орбиты $i = 65^\circ$ (данные параметры удовлетворяют оценкам из раздела “Обсуждение”).

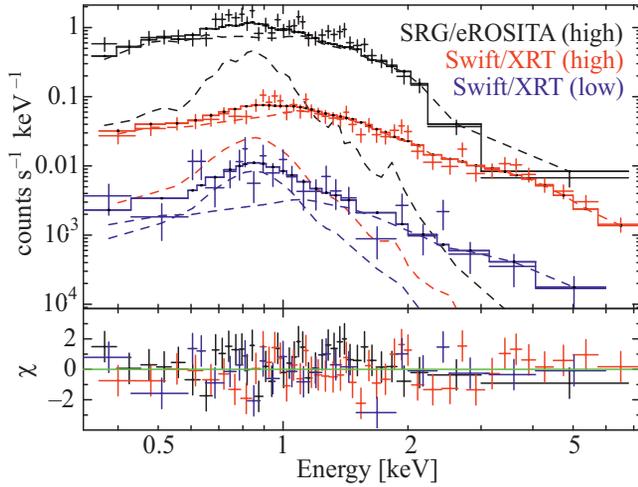


Рис. 13. Рентгеновские спектры J1944 по данным Swift/XRT и СРГ/eROSITA в высоком и низком состояниях. Модель наилучшей аппроксимации 2-Т mekal показана сплошными толстыми линиями, а ее компоненты — штриховыми. Также приведена невязка.

аппроксимирована двумя красными прямыми линиями. Первая соответствует донорам с массой $M_2 < 0.069 M_\odot$, при которых двойная система эволюционирует с увеличением периода (т.н. баунсер). Вторая кривая является аппроксимацией для масс $M_2 \in 0.069 - 0.20 M_\odot$. На этот же график наложена зависимость радиуса полости Роша (синяя линия), вычисленная по формуле (3) для масс белых карликов $M_1 \in 0.2 - 1.44 M_\odot$ (R_L слабо зависит от M_1). Из рис. 14 видно, что радиус донора согласуется с радиусом полости Роша при $M_2 \leq 0.08 \pm 0.01 M_\odot$, что определяет верхнюю границу его массы.

На верхней панели рис. 15 показано решение в плоскости $i - M_1$, соответствующее найденной оценке полуамплитуды лучевой скорости K_1 для предельной массы донора $0.08 M_\odot$. Здесь i — это наклонение орбиты. Уменьшение массы донора приводит к смещению этой кривой влево, т.е. уменьшению массы аккретора (нижняя панель рис. 15). Полученное решение при $i = 90^\circ$ дает ограничение массы аккретора $M_1 \lesssim 1.55 M_\odot$, превышающее предел Чандрасекара для белых карликов.

Для сужения области допустимых значений параметров системы мы сделали оценку проекции скорости вращения внешнего края аккреционного диска $v_{\text{out}} \sin i$. Также, как Якин и др. (2013); Неустроев и др. (2016), мы полагали, что межпиковое расстояние в эмиссионных линиях, выраженное в единицах скорости, равно проекции скорости вращения $v \sin i$ кольца диска, на котором формируется эмиссия. Интенсивность спектральной линии чувствительна к локальным параметрам аккреционного диска (температура, давление), из-за чего межпиковое расстояние

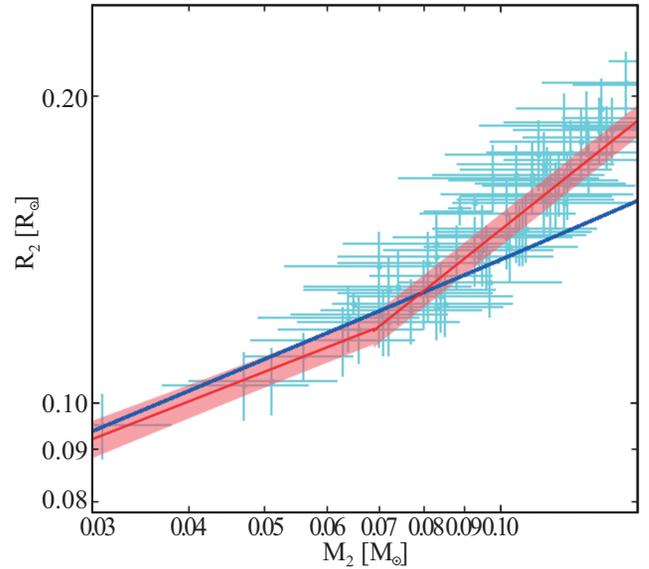


Рис. 14. Зависимость радиуса донора в КП от его массы. Точки с барами ошибок соответствуют измерениям радиусов и масс доноров, заимствованным из работы Книгге (2006). Красные линии — степенные аппроксимации с их 1-σ неопределенностями (розовые полигоны) для доноров с массами $M_2 < 0.069 M_\odot$ (так называемых баунсеров) и $0.069 M_\odot < M_2 < 0.20 M_\odot$, полученные Книгге (2006); Книгге, Барaffe и др. (2011). Синие линии — эффективные радиусы полости Роша донора, рассчитанные для масс белого карлика $M_1 \in 0.20 - 1.44 M_\odot$.

разных линий соответствует разным кольцам диска. Наименьшее значение $v \sin i$ было получено для линии H α , для которой оно равно $v \sin i \approx 465$ км/с. Мы приняли это значение за оценку $v_{\text{out}} \sin i$.

Полагая, что движение частиц у внешнего края диска близко к кеплеровскому, проекция скорости вращения края диска равна

$$v_{\text{out}} \sin i = \left(\frac{GM_1}{R_{\text{out}}} \right)^{1/2} \sin i, \quad (4)$$

где R_{out} — радиус аккреционного диска. Согласно Пачински (1977); Уорнер (1995) размер аккреционного диска R_{out} ограничивается приливными силами вторичного компонента и оценивается по формуле

$$R_{\text{max}} = A \frac{0.6}{1+q}. \quad (5)$$

Соответствующее этой проекции скорости вращения решение при $M_2 = 0.08 M_\odot$ наложено на плоскость $i - M_1$, показанную на верхней панели рис. 15. Видно, что для указанной массы донора мы имеем массу аккретора $M_1 \approx 0.88 M_\odot$, совместимую с пределом Чандрасекара, и наклонение орбиты $i \approx 43^\circ$. На рис. 15 также наложены ограничения на наклонение орбиты, полученные из факта отсутствия затме-

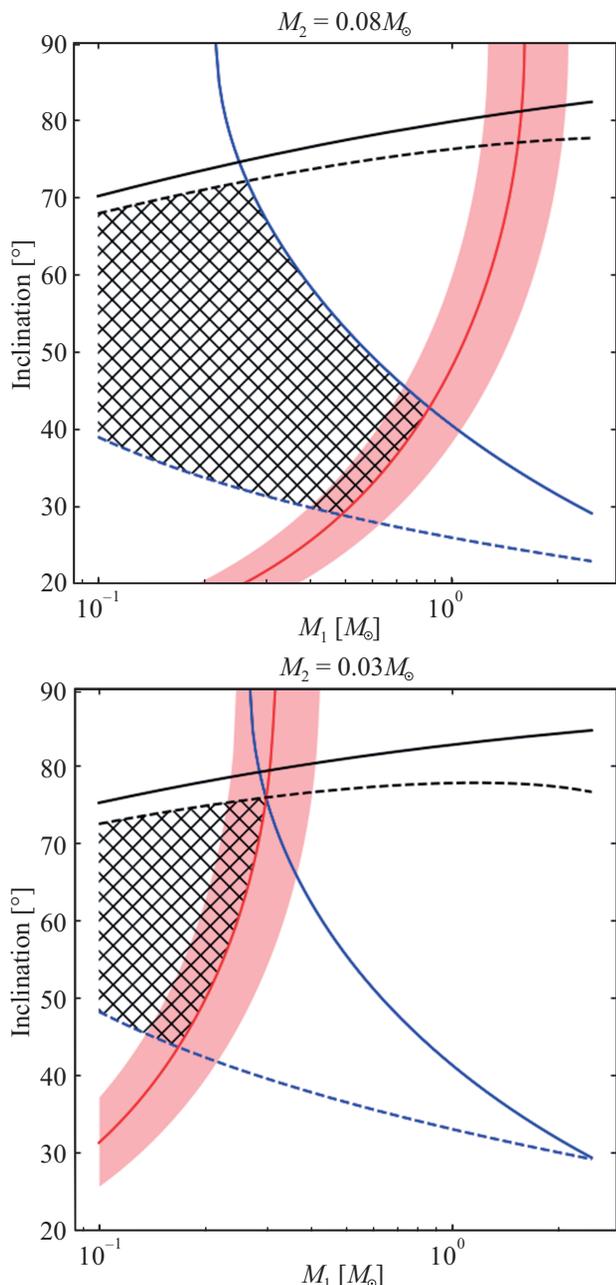


Рис. 15. Набор решений в плоскости $i - M_1$. Сверху показаны решения для массы донора $M_2 = 0.08M_\odot$, а снизу — для $M_2 = 0.03M_\odot$. Красные непрерывные линии являются решениями, которые получены на основе полуамплитуды лучевой скорости белого карлика K_1 . Синие непрерывные линии — решения, полученные в предположении образования пиков линии $H\alpha$ на краю аккреционного диска максимального радиуса R_{\max} . Аналогичные решения представляют синие пунктирные линии, однако они получены для аккреционного диска с минимально возможным радиусом R_{\min} . Черная непрерывная линия показывает наклонение орбиты i , начиная с которых происходит затмение акретора, а черная пунктирная линия соответствует наклонениям, до которых отсутствует затмение аккреционного диска радиуса R_{\min} .

ний в системе. Первое ограничение предполагает отсутствие затмения акретора, а второе — аккреционного диска. При выводе последнего ограничения использовалось выражение для минимально возможного радиуса аккреционного диска

$$R_{\min} = 0.0859Aq^{-0.426}, \quad (6)$$

данное Хессман, Хопп (1990).

На нижней панели рис. 15 показан набор решений для донора массой $M_2 = 0.03M_\odot$. Видно, что пересечение решений, соответствующих наблюдаемым оценкам K_1 и $v_{\text{out}} \sin i$, дает предельное наклонение орбиты i . При меньших значениях M_2 параметры системы не согласуются с отсутствием затмений в J1944. Таким образом, $M_2 = 0.03M_\odot$ можно рассматривать как нижнюю границу массы донора. Из рис. 15 также следует, что масса акретора принадлежит диапазону $M_1 \in 0.30 - 0.88M_\odot$, а наклонение орбиты лежит в диапазоне $i \in 40^\circ - 75^\circ$. Следует отметить, что приведенные ограничения на массу акретора и орбитальное наклонение получены из предположения формирования пиков линии $H\alpha$ на краю аккреционного диска. Если же считать, что они образуются в кольце радиуса $R \in R_{\min} - R_{\max}$, то диапазон допустимых параметров системы существенно расширится. Соответствующие области допустимых решений для двух рассмотренных масс донора показаны на рис. 15 заштрихованными зонами. Они остаются вполне совместимыми с ожидаемыми для КП.

В 2023 г. J1944 ушел в низкое состояние блеска с $\langle g \rangle \approx 20^m$. В оптических и УФ-наблюдениях орбитальная переменность объекта не проявлялась. Можно предположить, что в низком состоянии основным источником излучения является белый карлик. Мы попытались воспроизвести спектральное распределение энергии J1944 (рис. 16) на основе спектров водородных моделей атмосфер белых карликов, рассчитанных Кестер (2010). Моделирование проводилось путем минимизации квадратов невязок между теоретическими и наблюдаемыми потоками в полосах $uvw1$, $uvw2$, $uvw2$, g и r . Ошибки потоков в полосах g , r приняты равными $0^{m}1$, т.е. примерной переменности блеска J1944 в низком состоянии. Потоки в более длинноволновых полосах были исключены из рассмотрения из-за возможного вклада аккреционного диска и донора. Поток в полосе u был исключен из-за вклада от ближайших звезд. Потоки излучения J1944 были исправлены за межзвездное поглощение на основе кривой поглощения Фитцпатрик (1999). Мы использовали избыток цвета $E(B-V) = 0.06^m \pm 0.04^m$ для расстояния 415 пк в направлении на источник согласно картам межзвездного поглощения⁴ (Лальмен и др., 2014, 2018; Капитанио и др., 2017). Соответствующее поглощение в полосе V системы Джонсона

⁴<https://stilism.obspm.fr/>

$A_V = 3.1E(B-V) = 0.18^m$. Форма спектрального распределения энергии наилучшим образом описывается при температуре белого карлика $T = 14750 \pm 1250$ К. Эта температура типична для КП ниже пробела периодов (Таунсли и Гэнзике, 2009). Согласие наблюдаемых потоков с расстоянием до звезды $D = 415 \pm 15$ Пк достигается при радиусе белого карлика $R_1 = 0.0094-0.0124R_\odot$, которому соответствует масса $M_1 = 0.61-0.86M_\odot$ (Нойнберг, 1972). За подробностями по используемому методу моделирования спектрального распределения энергии мы отсылаем читателя к Колбин и др. (2024). Оценка M_1 согласуется с ее динамическим ограничением, представленным выше.

Маломассивный донор является более холодным, и его вклад в излучение не проявляется в наших данных, но может проявляться в красной и инфракрасной областях спектра. Для его обнаружения и звездной классификации необходимы наблюдения в этих диапазонах.

Таким образом, полученные данные и оценки показывают, что аккретором является белый карлик, а донором — маломассивная звезда позднего спектрального класса, подтверждая тем самым катаклизмическую природу J1944.

Переменность излучения и периодичности

Как уже отмечалось, J1944 может находиться в высоком и низком состояниях и продолжительность нахождения в этих состояниях может составлять несколько лет. Согласно рис. 4 в высоком состоянии объект был как минимум с июля 2011 г. по декабрь 2014 г. (3.4 года), а также с марта 2018 г. по декабрь 2022 г. (4.7 года) и находился в нем с января по начало мая 2024 г. (0.5 года). Состояние источника с 2015 по 2017 г. могли бы прояснить данные Gaia, однако на текущий момент в каталоге имеется только усредненная звездная величина источника за все время наблюдений. В низком состоянии J1944 находился на протяжении 2023 г., возможно с июля 2005 г. по сентябрь 2010 г. (т.е. примерно 5.2 года), хотя наблюдения в этом промежутке времени достаточно редки. На текущий момент объект находится в низком состоянии, в которое он перешел в мае 2024 г. Фотометрические наблюдения, выполненные на РТТ-150 15 июня 2024 года (см. табл. 2), показывают следующие звездные величины: $g = 19.82^m \pm 0.03^m$, $r = 19.82^m \pm 0.09^m$, $i = 19.76^m \pm 0.09^m$, $z = 19.64^m \pm 0.07^m$. Эти данные хорошо согласуются с измерениями в обзорах Pan-STARRS и ZTF, и по данным Swift/UVOT, полученными в низком состоянии источника (см. рис. 4 и табл. 3).

Высокие и низкие состояния наблюдаются у КП типа полярлов (Мэйсон, Сантана, 2015), промежуточных полярлов (Ковингтон и др., 2022; Мукай, Преториус, 2023) и новоподобных звезд типа VY Scl (Ханикатт, Кафка, 2004). Наличие аккреционного диска позволяет исключить принадлежность источника к классу

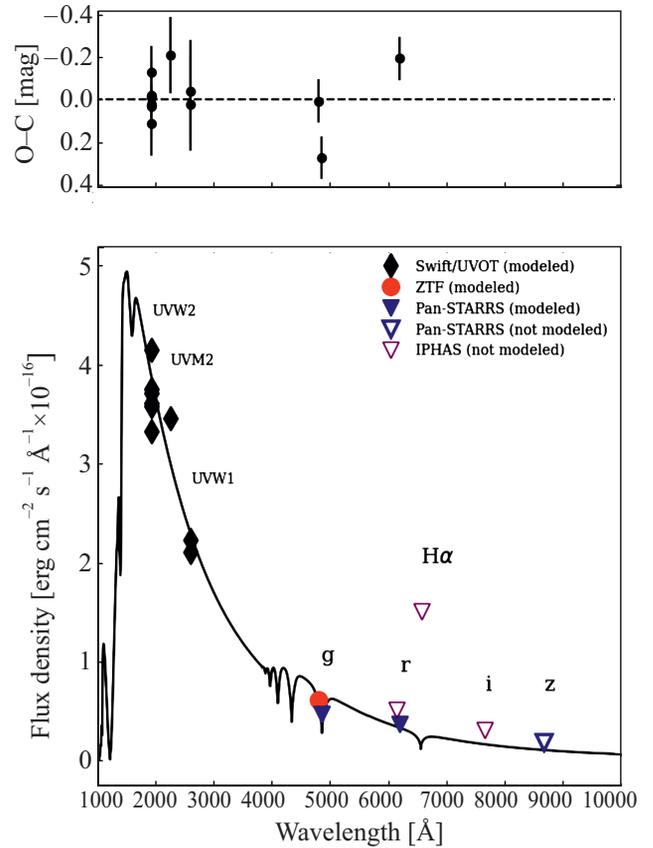


Рис. 16. Диаграмма $O-C$ между наблюдаемыми и модельными потоками белого карлика при оптимальных параметрах его атмосферы (верхняя панель), а также сравнение плотностей потоков J1944 в низком состоянии с модельным спектром белого карлика (нижняя панель). Заполненными символами указаны использованные для оценки параметров белого карлика потоки, а полыми — потоки в низком состоянии, не учитываемые в моделировании.

полярлов.

Найденный нами орбитальный период системы $P = 89 \pm 1$ мин близок к минимальному предельному значению ~ 80 мин для КП систем с водородными донорами (Книгге, 2006). Подобные периоды встречаются у промежуточных полярлов (Бернардини и др., 2017), тогда как системы типа VY Scl имеют более длинные периоды, обычно 3–6 ч (Медина Родригес и др., 2023).

Зарегистрированные нами (по фотометрическим наблюдениям в 2023 году) более короткие вариации оптического блеска с периодом $P_s = 7.96$ мин могут быть связаны с вращением белого карлика. Данный период не проявляется в высоком состоянии J1944, что, по-видимому, связано с доминированием излучения аккреционного диска. Если P_s действительно является периодом вращения белого карлика, то отношение P_s/P составляет 0.09, что близко к типичному

соотношению 0.01–0.1 между периодом вращения и орбитальным периодом для промежуточных поляр (Бернардини и др., 2017).

С другой стороны, P_s может быть периодом пульсаций белого карлика (см., например, Шкоди 2021). Оценки массы и температуры объекта указывают на то, что он может находиться в полосе неустойчивости. Однако подтверждение 8-мин периодичности с точностью порядка одной секунды по фотометрическим данным, полученным на РТТ-150 в 2024 г., является весомым аргументом в пользу ее связи с периодом вращения белого карлика. К тому же, наблюдаемая амплитуда 8-мин переменности блеска J1944 в 0.4^m существенно больше наблюдаемых амплитуд пульсаций у белых карликов, не превышающих 0.2^m (см., например, Фонтен, Брассард, 2008).

В высоком состоянии также зарегистрированы вариации стохастического характера на временах 1–15 мин, с амплитудами $0.2–0.6^m$, тогда как на меньших масштабах они не обнаружены.

Рентгеновские спектры

Рентгеновский спектр J1944 может быть описан моделью двухтемпературной оптически тонкой плазмы, указывая на неоднородность температуры в излучающей области. Полученные температуры типичны для КП (напр., Баскилл и др., 2005; Уорпел и др., 2020).

Используя избыток цвета $E(B-V)$ для J1944, определенный выше, и эмпирическое соотношение из работы Фойт и др. (2016), мы получили лучевую концентрацию поглощающего водорода $N_H = (5.2 \pm 3.8) \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$. Это согласуется с величиной N_H , полученной при аппроксимации рентгеновских спектров (см. табл. 4).

Рассчитанные рентгеновские светимости в высоком и низком состояниях составляют $\approx 10^{32}$ и $\approx 10^{31}$ эрг с^{-1} , соответственно. Скан источника с помощью XMM-Newton проводился 3 мая 2013 г., т.е. при нахождении J1944 в высоком состоянии (см. рис. 4). Светимость при этом была в ~ 2 раза больше, чем получена по данным Swift/XRT при усреднении по ряду наблюдений в течение нескольких лет. С учетом довольно сильной переменности блеска источника в высоком состоянии (рис. 4), в этом нет ничего удивительного. Полученные значения светимостей согласуются с наблюдаемыми для других КП с похожими периодами (Мукай, Преториус, 2023).

Оптические потоки (рассчитанные в полосе g) примерно в 10 раз ниже рентгеновских, как в высоком, так и в низком состоянии. Такое соотношение типично для КП (Ла Паломбара и др., 2006).

Темп аккреции

В высоком состоянии в оптическом спектре J1944 наблюдаются двухпиковые эмиссионные линии, причем в течение всего орбитального периода. Такие

линии указывает на наличие аккреционного диска, что подтверждается доплеровскими томограммами. В этом состоянии ни белый карлик, ни звезда-донор в спектре не проявляются.

В низком состоянии спектральное распределение энергии соответствует звездному (рис. 16). Однако по данным IPHAS, когда объект находился в низком состоянии, плотность потока в линии H α была в три раза больше континуума (это соотношение также наблюдается и для высокого состояния). Наличие эмиссионной линии может быть связано с аккрецией, которая может продолжаться и в низком состоянии, пусть и с существенно меньшим темпом. Преобладание потока в H α над континуумом в низком состоянии часто наблюдается для магнитных КП (см., например, Кеннеди и др., 2020; Колбин и др., 2023), при этом в континууме доминирует белый карлик. Также сильные эмиссионные линии, формируемые в диске, присутствуют и в спектрах карликовых новых типа WZ Sge в спокойном состоянии (см., например, Амантаева и др., 2021).

Оценить темп аккреции \dot{M} в высоком и низком состояниях можно в предположении, что вся энергия аккрецирующего вещества, образующаяся при его взаимодействии с поверхностью белого карлика, высвечивается в рентгеновском диапазоне, используя формулу

$$L_{X,\text{bol}} \sim \frac{GM_1 \dot{M}}{2R_1}, \quad (7)$$

где $L_{X,\text{bol}}$ — болометрическая светимость. Болометрические потоки были оценены с использованием результатов аппроксимации рентгеновских спектров J1944, $F_{X,\text{bol}}^h \sim 7 \times 10^{-12} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ и $F_{X,\text{bol}}^l \sim 6 \times 10^{-13} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$. При этом темп аккреции в низком состоянии составляет

$$\dot{M}^l \approx 3 \times 10^{-12} \frac{R_1}{10^4 \text{ км}} \frac{M_\odot}{M_1} M_\odot \text{ год}^{-1}, \quad (8)$$

тогда как в высоком он на порядок больше при любых разумных значениях массы M_1 и радиуса R_1 белого карлика из возможных диапазонов, определенных ранее.

Тип катаклизмической переменной

Как уже было сказано выше, наличие аккреционного диска у J1944 исключает его принадлежность к (асинхронным) полярам. Его характеристики близки к типу VY Scl, у которых также наблюдаются низкие и высокие состояния с типичными разностями потоков в 3–5 величин. Главные различия состоят в том, что у VY Scl типичные орбитальные периоды равны 3–6 ч (Медина Родригес и др., 2023), температуры белых карликов превосходят 20000 К, а также темп аккреции на два порядка выше в высоком состоянии, чем у нашего объекта. По своим характеристикам J1944 является, скорее всего, промежуточным поляр.

Отношение интенсивностей линий HeII $\lambda 4686$ к H β в спектре J1944 меньше типичного значения >0.4 для магнитных КП (Силбер, 1992). Однако есть промежуточные полярны с похожей ситуацией, например, DW Snc⁵. Он так же, как и J1944, является короткопериодической системой ($P_{orb} = 86$ мин) и демонстрирует наличие высоких и низких состояний (Даффи и др., 2022).

Ассоциация с гамма-источником 4FGL J1943.9+2841

J1944 попадает в эллипс неопределенности положения неидентифицированного гамма-источника 4FGL J1943.9+2841, что ставит вопрос об их возможной ассоциации. У КП крайне редко регистрируется гамма-излучение. В гамма диапазоне были детектированы лишь вспышки некоторых новых (Синицина, Синицина, 2016; Соколовский и др., 2022, 2023). Лишь для двух магнитных быстро вращающихся белых карликов в двойных системах, AE Aqr и AR Sco (периоды вращения 33 и 117 с соответственно), возможно были обнаружены пульсации в гамма-диапазоне с периодом вращения белого карлика (Мейнтъес и др., 2023). AE Aqr является промежуточным полярном с магнитным полем $B \sim 10^6$ Гс, а AR Sco показывает ряд свойств, которые отличают его от всех известных классов КП. Темп аккреции в обеих системах очень низок, аккреционный диск не образуется: у AE Aqr — за счет эффекта пропеллера, у AR Sco — за счет сильного магнитного поля белого карлика ($B \sim 10^8$ Гс).

Классификация J1944 как КП делает его ассоциацию с 4FGL J1943.9+2841 крайне маловероятной, так как в его случае отсутствуют признаки новой, имеется аккреционный диск и он не обладает такими пекулярными свойствами как AE Aqr.

Заметим, что 4FGL J1943.9+2841 может являться пульсаром. Для подтверждения этого необходимы дальнейшие многоволновые исследования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты показывают, что J1944 демонстрирует целый ряд характерных особенностей, позволяющих отнести его к классу промежуточных полярнов. Примечательным и необычным является то, что он входит в немногочисленную группу промежуточных полярнов с самыми короткими орбитальными периодами, лежащими ниже “пробела периодов” (Мукай, Преториус, 2023), и демонстрирующих переходы между высокими и низкими состояниями как в оптическом, так и рентгеновском диапазонах. На данный момент низкое состояние наблюдалось всего у одиннадцати промежуточных полярнов (см., например, Ковингтон и др., 2022; Мукай, Преториус, 2023),

и лишь два объекта, FO Aqr и Swift J0746.3–1608 (Бернардини и др., 2019), наблюдались в рентгеновском диапазоне как в низком, так и в высоком состояниях. Таким образом, J1944 является, особенно с учетом его относительной яркости, уникальным объектом для исследования эволюции подобных систем одновременно в оптическом и рентгеновском диапазонах.

Дополнительные наблюдения в рентгеновском диапазоне могут позволить расширить представления о механизмах 8-мин переменности. Оптическая спектроскопия в низком состоянии поможет существенно уточнить параметры белого карлика и, возможно, звезды-донора, а также параметры двойной системы.

БЛАГОДАРНОСТИ

Это исследование основано на наблюдениях телескопа ePOZITA на борту обсерватории SRG. Обсерватория SRG изготовлена Роскосмосом в интересах Российской академии наук в лице Института космических исследований (ИКИ) в рамках Российской федеральной научной программы с участием Германского центра авиации и космонавтики (DLR). Рентгеновский телескоп SRG/ePOZITA изготовлен консорциумом германских институтов во главе с Институтом внеземной астрофизики Общества им. Макса Планка (MPE) при поддержке DLR. Космический аппарат SRG спроектирован, изготовлен, запущен и управляется НПО им. Лавочкина и его субподрядчиками. Прием научных данных осуществляется комплексом антенн дальней космической связи в Медвежьих озерах, Уссурийске и Байконуре и финансируется Роскосмосом. Использованные в настоящей работе данные телескопа ePOZITA обработаны с помощью программного обеспечения eSASS, разработанного германским консорциумом ePOZITA и программного обеспечения, разработанного российским консорциумом телескопа SRG/ePOZITA.

В работе использовались данные миссии Европейского космического агентства Gaia (<https://www.cosmos.esa.int/gaia>), обработанные и проанализированные Gaia консорциумом DPAC, <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>). Также использовались данные обзора Pan-STARRS1, публичный доступ к которым был обеспечен институтом Астрономии Гавайского университете и офисом Pan-STARRS1 проекта, а также обществом Макса Планка, включая его институты и др. Использовались данные, полученные с помощью Zwicky Transient Facility проекта, поддержанного рядом грантов, а также данные фотометрического обзора северной части Галактической плоскости (IPHAS, www.iphas.org) полученного с помощью телескопа Исаака Ньютона и обработанные в Кембриджском институте астрономии.

Авторы благодарны ТЮБИТАК, ИКИ, КФУ и АН РТ за частичную поддержку в использовании РТТ-

⁵Спектр источника доступен в обзоре LAMOST <https://www.lamost.org/dr8/v2.0/spectrum/view?obsid=392716175>

150 (Российско-Турецкий 1.5-м телескоп в Анталии). Наблюдения на телескопах САО РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Обновление приборной базы осуществляется в рамках национального проекта “Наука и университеты”. Работа выполнена на основе наблюдений, проведенных в Мексиканской национальной астрономической обсерватории (OAN-SPM) в Нижней Калифорнии в Мексике. Благодарим сотрудников дневной и ночной поддержки OAN-SPM за содействие и помощь в получении наших наблюдений. Работа частично выполнена в рамках государственного задания САО РАН, утвержденного Министерством науки и высшего образования Российской Федерации, а также за счет средств Программы стратегического академического лидерства Казанского (Приволжского) федерального университета.

Работа ИФБ, ИМХ, МАГ, ЭНИ, МВС, РИГ, НАС выполнена за счет субсидии Минобрнауки РФ FZSM-2023-0015, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности.

Работа ЮАШ, АВК и ДАЗ (анализ архивных оптических, ультрафиолетовых и рентгеновских данных, а также анализ данных 2.1-м телескопа OAN-SPM и телескопа eROSITA) выполнена в рамках темы Государственного задания ФТИ им. А.Ф. Иоффе номер FFUG-2024-0002. ДАЗ благодарит Пиринемскую школу Теоретической физики за гостеприимство.

Работа АЮК (планирование оптических наблюдений на 2.1-м телескопе OAN-SPM и получение данных) выполнена при поддержке гранта DGAPA-PAPIIT IA105024.

Работа АИК (анализ оптических спектров, оценка параметров компонент двойной системы) выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 22-72-10064, <https://rscf.ru/project/22-72-10064/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Абдоллахи и др. (S. Abdollahi, F. Acero, L. Baldini, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **260**, 53 (2022).
- Амантаева и др. (A. Amantayeva, S. Zharikov, K.L. Page, et al.), *Astrophys. J.* **918**, 58 (2021).
- Арно (K.A. Arnaud), *Astron. Data Analysis Software and Systems V, A.S.P. Conf. Ser.* **101**, 17 (1996).
- Афанасьев, Моисеев (V.L. Afanasiev and A.V. Moiseev), *BaltA* **20**, 363 (2011).
- Баллет и др. (J. Ballet, P. Bruel, T.H. Burnett, et al.), Preprint arXiv:2307.12546.
- Барентсен и др. (G. Barentsen, H.J. Farnhill, J.E. Drew, et al.), *MNRAS* **444**, 3230 (2014).
- Баскилл и др. (D.S. Baskill, P.J. Wheatley, and P. Julian), *MNRAS* **357**, 626 (2005).
- Бернардини и др. (F. Bernardini, D. de Martino, K. Mukai, et al.), *MNRAS* **470**, 4815 (2017).
- Бернардини и др. (F. Bernardini, D. de Martino, K. Mukai, and M. Falanga), *MNRAS* **484**, 101 (2019).
- Боллер и др. (Th. Boller, M.J. Freyberg, J. Trümper, et al.), *Astron. Astrophys.* **588**, A103 (2016).
- Бэйлер-Джонс и др. (C.A.L. Bailer-Jones, J. Rybizki, M. Fouesneau, M. Demleitner, and R. Andrae), *Astrophys. J.* **161**, 147 (2021).
- ван Доккум (P.G. van Dokkum), *PASP* **113**, 1420 (2001).
- ВандерПлас (J.T. VanderPlas), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **236**, 16 (2018).
- Вилмс и др. (J. Wilms, A. Allen, and R. McCray), *Astrophys. J.* **542**, 914 (2000).
- Даффи и др. (C. Duffy, G. Ramsay, D. Steeghs, et al.), *MNRAS* **510**, 1002 (2022).
- Де-Бур и др. (V. Debur, T. Arkhipova, and G. Beskin), *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **513(1-2)**, 127 (2003).
- Игглтон (P.P. Eggleton), *Astrophys. J.* **268**, 368 (1983).
- Капитанио и др. (L. Capitanio, R. Lallement, J.L. Vergely, M. Elyajouri, and A. Monreal-Ibero), *Astron. Astrophys.* **606**, A65 (2017).
- Кеннеди и др. (M.R. Kennedy, P.M. Garnavich, C. Littlefield, et al.), *MNRAS* **495**, 4445 (2020).
- Кестер (D. Koester), *Memorie della Societa Astronomica Italiana* **81**, 921 (2010).
- Книгге (C. Knigge), *MNRAS* **373**, 484 (2006).
- Книгге и др. (C. Knigge, I. Baraffe, and J. Patterson), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **194**, 28 (2011).
- Ковингтон и др. (A.E. Covington, A.W. Shaw, K. Mukai, et al.), *Astrophys. J.* **928**, 164 (2022).
- Колбин А.И., Борисов Н.В., Буренков А.Н. и др., Письма в Астрон. журн. **49**, 208 (2023) [A.I. Kolbin, N.V. Borisov, A.N. Burenkov, et al., *Astron. Lett.* **49**, 129 (2023)].
- Колбин и др. (A.I. Kolbin, E.P. Pavlenko, V.Yu. Kochkina, et al.), *Astron. Lett.* **50**, 335 (2024).
- Коллаборация Gaia и др. (Gaia Collaboration, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, et al.), *Astron. Astrophys.* **595**, A1 (2016).
- Коллаборация Gaia и др. (Gaia Collaboration, A. Vallenari, A.G.A. Brown, et al.), *Astron. Astrophys.* **674**, A1 (2023).
- Котзе и др. (E.J. Kotze, S.B. Potter, and V.A. McBride), *Astron. Astrophys.* **579**, 77 (2015).
- Котзе, Поттер и др. (E.J. Kotze, S.B. Potter, and V.A. McBride), *Astron. Astrophys.* **595**, 47 (2016).
- Кэш (W. Cash), *Astrophys. J.* **228**, 939 (1979).
- Ла Паломбара и др. (N. La Palombara, R.P. Mignani, E. Hatziminaoglou, et al.), *Astron. Astrophys.* **458**, 245 (2006).
- Лальемен и др. (R. Lallement, J.-L. Vergely, B. Valette, et al.), *Astron. Astrophys.* **561**, A91 (2014).
- Лальемен и др. (R. Lallement, L. Capitanio, L. Ruiz-Dern, et al.), *Astron. Astrophys.* **616**, A132 (2018).
- Лидал и др. (D.A. Liedahl, A.L. Osterheld, and W.H. Goldstein), *Astrophys. J. (Lett.)* **438**, L115 (1995).

35. Марш, Швопе (T.R. Marsh and A.D. Schwope), *ASSL* **439**, 195 (2016).
36. Маски и др. (F.J. Masci, R.R. Laher, B. Rusholme, et al.), *PASP* **131**, 018003 (2019).
37. Меве и др. (R. Mewe, E.H.B.M. Gronenschild, and G.H.J. van den Oord), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **62**, 197 (1985).
38. Меве и др. (R. Mewe, J.R. Lemen, and G.H.J. van den Oord), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **65**, 511 (1986).
39. Медина Родригес и др. (A.L. Medina Rodriguez, S. Zharikov, J. Kára, et al.), *MNRAS* **521**, 5846 (2023).
40. Мейнтъес и др. (P.J. Meintjes, S.T. Madzime, Q. Kaplan, and H.J. van Heerden), *Galaxies* **11**, 14 (2023).
41. Мицуда и др. (K. Mitsuda, H. Inoue, N. Nakamura, and Y. Tanaka), *Publ. Astron. Soc. Japan* **41**, 97 (1989).
42. Мукай, Преториус (K. Mukai and M.L. Pretorius), *MNRAS* **523**, 3192 (2023).
43. Мэйсон, Сантана (P.A. Mason and J.B. Santana), *Proc. The Golden Age of Cataclysmic Variables and Related Objects III* (Proc. of Science, v. 255), 16 (2015).
44. Неустроев и др. (V.V. Neustroev, S.V. Zharikov, and N.V. Borisov), *Astron. Astrophys.* **586**, A10 (2016).
45. Нойнберг (M. Nauenberg), *Astrophys. J.* **175**, 417 (1972).
46. Нусита и др. (A.A. Nucita, E. Kuulkers, F. De Paolis, et al.), *Astron. Astrophys.* **566**, A121 (2014).
47. Оке (J.B. Oke), *Astron. J.* **99**, 1621 (1990).
48. Папитто, де Мартино (A. Papitto and D. de Martino), In: S. Bhattacharyya, A. Papitto, D. Bhattacharya, D. (eds) *Millisecond Pulsars*, *Astrophys. Space Sci. Lib. V.* 465. P. 157–200. Springer, Cham. (2022).
49. Пачински (B. Paczynski), *Astrophys. J.* **216**, 822 (1977).
50. Плохотниченко и др. (V.L. Plokhotnichenko, G.M. Beskin, V.G. de Boer, et al.), *Astrophysical Bulletin* **76(4)**, 472 (2021).
51. Плохотниченко и др. (V.L. Plokhotnichenko, G.M. Beskin, V.G. de Boer, et al.), *Изв. КРАО РАН* **119(3)**, 11 (2023).
52. Плохотниченко и др. (V.L. Plokhotnichenko, A.V. Solin, and A.G. Tikhonov), *Astrophys. Bull.* **64(2)**, 198 (2009).
53. Предель и др. (P. Predehl, R. Andritschke, V. Arefiev, V. Babushkin, O. Batanov, W. Becker, H. Becker, N. Boehringer, et al.), *Astron. Astrophys.* **647**, A1 (2021).
54. Рейс и др. (R.C. Reis, P.J. Wheatley, B.T. Gänsicke, and J.P. Osborne), *MNRAS* **430**, 1994 (2013).
55. Силбер (A.D. Silber), *Studies of an X-Ray Selected Sample of Cataclysmic Variables*. PhD Thesis, Massachusetts Institute of Technology (1992).
56. Синицина, Синицина (V.G. Sinitsyna and V.Y. Sinitsyna), *J. Phys.: Conf. Ser.* **718**, 052046 (2016).
57. Сироткин, Ким (F.V. Sirotkin and W.-T. Kim), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **721**, 1356 (2010).
58. Соколовский и др. (K.V. Sokolovsky, K.-L. Li, R.L. de Oliveira, et al.), *MNRAS* **514**, 2239 (2022).
59. Соколовский и др. (K.V. Sokolovsky, T.J. Johnson, S. Buson, et al.), *MNRAS* **521**, 5453 (2023).
60. Сэксон и др. (R.D. Saxton, A.M. Read, P. Esquej, et al.), *Astron. Astrophys.* **480**, 611 (2008).
61. Сюняев и др. (R. Sunyaev, V. Arefiev, V. Babyshkin, et al.), *Astron. Astrophys.* **656**, A132 (2021).
62. Таката и др. (J. Takata, X.F. Wang, A. K. H. Kong, et al.), *Astrophys. J.* **936**, 134 (2022).
63. Таунсли и Гэнзике (D.M. Townsley, B.T. Gänsicke), *Astrophys. J.* **693**, 1007 (2009).
64. Торрес и др. (D.F. Torres, T. Lin, and F. Coti Zelati), *MNRAS* **486**, 1019 (2019).
65. Уорнер (B. Warner), *Cataclysmic Variable Stars* (Cambridge Univ. Press, Cambridge).
66. Уорпел и др. (H. Worpel, A.D. Schwope, I. Traulsen, et al.), *Astron. Astrophys.* **639**, A17 (2020).
67. Фонтен, Брассард (G. Fontaine and P. Brassard), *PASP* **120**, 1043 (2008).
68. Фитцпатрик (E.L. Fitzpatrick), *PASP* **111**, 63 (1999).
69. Флювеллинг и др. (H.A. Flewelling, E.A. Magnier, K.C. Chambers, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **251**, 7 (2020).
70. Фойт и др. (D.R. Foight, T. Güver, F. Özel, and P.O. Slane), *Astrophys. J.* **826**, 66 (2016).
71. Ханикатт, Кафка (R.K. Honeycutt, S. Kafka), *Astrophys. J.* **128**, 1279 (2004).
72. Хессман, Хопп (F.V. Hessman and U. Hopp), *Astron. Astrophys.* **228**, 387 (1990).
73. Хорн (K. Horne), *PASP* **98**, 609 (1986).
74. Шафтер (A.W. Shafter), *Astrophys. J.* **267**, 222 (1983).
75. Шкоди (P. Szkody), *Frontiers in Astronomy and Space Sciences* **8**, 184 (2021).
76. Эванс и др. (P.A. Evans, A.P. Beardmore, K.L. Page, et al.), *MNRAS* **397**, 1177 (2009).
77. Эванс и др. (P.A. Evans, K.L. Page, J.P. Osborne, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **247**, 54 (2020).
78. Якин Д.Г., Сулейманов В.Ф., Власюк В.В., Спиридонова О.И., Письма в астрон. журн. **39**, 41 (2013) [D.G. Yakin, V.F. Suleimanov, V.V. Vlasyuk, et al., *Astron. Lett.* **39**, 38 (2013)].

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОДИНАМИКИ ПЛАЗМЫ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В КОРОНЕ СОЛНЦА ПО ЗАРЯДОВОМУ СОСТОЯНИЮ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

© 2024 г. Ф.Ф. Горяев^{1*}, В.А. Слемзин^{1**}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 03.04.2024 г.

После доработки 06.06.2024 г.; принята к публикации 06.06.2024 г.

Термодинамика плазмы солнечного ветра (СВ) в короне Солнца определяется энергетическим обменом с внешними источниками и может быть изучена, если известна информация о физических параметрах плазмы, таких как температура, плотность, скорости потоков СВ и др. Ранее Паркер показал, что в рамках одножидкостной модели состояние плазмы СВ может быть описано с помощью политропной функции, в которой давление p и плотность ρ связаны соотношением $p/\rho^\gamma = \text{const}$ с индексом политропы γ . В современных МГД-моделях применение политропной функции вместо приближенного описания механизмов нагрева плазмы значительно ускоряет расчет. Значения индекса γ могут быть получены с помощью параметров плазмы СВ, но для потоков СВ, движущихся в направлении Земли, измерение таких параметров представляет определенные трудности. В настоящей работе рассматривается метод определения индекса политропы γ для потоков СВ на стадии расширения в короне по измеряемым “in situ” ионным параметрам плазмы СВ: среднему заряду ионов железа $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и отношению плотностей ионов кислорода O^{7+}/O^{6+} . Связь между ионными параметрами и индексом γ устанавливается на основе решения уравнений баланса для процессов ионизации и рекомбинации ионов в плазме СВ. По гистограммам ионных параметров СВ, измеренных прибором ACE/SWICS в 2010 г., получены средние значения γ в короне на высотах $\approx 1-7$ солнечных радиусов для потоков медленного СВ, быстрого СВ из корональных дыр и межпланетных корональных выбросов массы.

Ключевые слова: солнечный ветер, солнечная корона, ионный состав солнечного ветра.

DOI: 10.31857/S0320010824060042, EDN: MXYCAI

1. ВВЕДЕНИЕ

В процессе формирования потоков солнечного ветра (СВ) в короне происходит динамическое изменение параметров плазмы СВ под влиянием обмена энергией с внешними источниками. Информация об этих процессах важна как в теоретическом плане, так и для практических применений, прежде всего, для моделирования параметров СВ и прогнозирования его воздействия на околоземную космическую среду. Трудность моделирования СВ в короне Солнца связана, в первую очередь, с особенностями структур, из которых формируется поток СВ, и сложностью оценки локальных параметров плазмы внутри короны, которые, в основном, определяются по спектральному излучению этих структур. Для источников на солнечном диске данные оптических измерений соответствуют интегральным интенсивностям вдоль линии наблюдения, поэтому локальные значения параметров плазмы в короне могут быть определены только косвенно через решение обратной задачи деконволюции, которая относится к классу некорректных задач, или путем сопоставления интегральных модельных параметров с экспериментально измерен-

ными (см., например, Лловерас и др., 2020). Отдельные прямые измерения локальных параметров плазмы внутри короны на минимальном расстоянии менее 20 солнечных радиусов стали возможны в последнее время благодаря наблюдениям с помощью Солнечного зонда “Паркер” (Parker Solar Probe: Мозер и др., 2023; Николау и др., 2020).

Среди подходов, разработанных для моделирования энергетического баланса СВ, часто используется рассмотренная еще Паркером (Паркер, 1958, 1965) политропная модель СВ — гидродинамическая одномерная модель радиального истечения плазмы из короны с политропным законом расширения, которая описывает переход от дозвукового течения плазмы в короне к сверхзвуковому в гелиосфере. В рамках этой модели соотношение между давлением p и массовой плотностью ρ одноатомного идеального газа описывается соотношением $p/\rho^\gamma = \text{const}$, где γ — показатель (индекс) политропы.

В первоначальной модели Паркера считалось, что плазма в короне изотермическая, что соответствует значению $\gamma = 1$. В гелиосфере, при отсутствии источников нагрева, показатель политропы расширяющейся и охлаждающейся плазмы СВ полагался равным адиабатическому значению $\gamma = 5/3$. Такая модель

* Электронный адрес: goryaev_farid@mail.ru

** Электронный адрес: slemzinva@lebedev.ru

качественно описывала формирование стационарного потока СВ, однако параметры плазменного потока около Земли заметно отличались от измеряемых. Согласование модельных параметров у Земли с измерениями температуры и плотности околосолнечной плазмы, опирающимися на оптические наблюдения солнечных затмений, привело к значению γ в короне, близкому к значению 1.1 (Паркер, 1965). Соответствующий поток энергии в короне, по Паркеру, обусловлен теплопроводностью электронной компоненты. В дальнейшем, гидродинамические модели стационарного СВ развивались за счет включения энергетических соотношений в различных модификациях, содержащих разные типы источников энергии и тепла. Однако эти модели, основанные на использовании теоретически предполагаемых значений параметров плазмы в короне, как и учет магнитного давления (Тоттен и др., 1995), не устранили расхождений модельных расчетов температуры, плотности и скорости в СВ с реально измеряемыми вблизи Земли (Хундхаузен, 1976). Частично согласование между плотностью и температурой потоков плазмы в рамках одножидкостной сферически симметричной модели улучшалось за счет самосогласованного рассмотрения условий в нижней короне и СВ в гелиосфере с волновыми источниками энергии—импульса и радиальным магнитным полем (Зеленый, Веселовский, 2008; Кутузов, Чашей, 1998).

Эпизодические измерения параметров СВ в гелиосфере с помощью космических аппаратов показали, что на разных масштабах расстояний индексы политропы могут различаться. В работе Тоттен и др. (1995) рассматривались значения индекса γ , получаемые из соотношения между температурой и плотностью СВ, измеренных на космическом аппарате Helios на расстояниях от Солнца 0.3–1 а.е. (а.е. — астрономическая единица). Среднее значение индекса γ составило 1.46 ± 0.04 без учета магнитного давления и 1.58 ± 0.06 с учетом магнитного давления. При этом диапазон значений γ слабо зависел от скорости потока СВ. Измерения на зонде Паркер (Николау и др., 2020) показали, что в среднем на интервале расстояний 0.2–0.8 а.е. значение γ близко к адиабатическому. В то же время, на промежуточных участках размером порядка 0.1 а.е. были отмечены волнообразные колебания с максимальным значением $\gamma \approx 2.7$, что может быть связано с изменением степеней свободы или какими-то дополнительными механизмами диссипации энергии протонов. В работе Ливадиотис (2018) приведены данные измерений на космическом аппарате Wind на расстоянии 1 а.е., по которым в период двух последних солнечных циклов (1995–2017 гг.) было получено значение γ , близкое к 1.86. Измерения радиальных зависимостей температуры и плотности для быстрого СВ на зонде Паркер (0.1 а.е.) и обсерватории Solar Orbiter (0.9 а.е.) в период между 15 июля и 15 октября 2020 г. привели к значению $\gamma = 1.517$. Отличие индек-

са от адиабатического авторы связывают с дополнительным нагревом за счет альвеновских флуктуаций (Перроне и др., 2022).

Для построения моделей формирования СВ в солнечной короне необходимо знать значения параметров плазмы на расстояниях нескольких солнечных радиусов от поверхности Солнца. Поскольку возможности прямых измерений в короне затруднены, в большинстве случаев моделирование СВ выполняется по упрощенной схеме: сначала определяются параметры плазмы в точке максимума температуры в короне, которые далее используются как исходные для продолжения расчета в гелиосферной части, где расширение потока СВ рассматривается как адиабатическое. Такая схема расчета позволяет получить параметры СВ по порядку величины на расстоянии 1 а.е., близкие к среднестатистически измеряемым по всему потоку СВ, но не учитывает различий для разных типов СВ. Более точный расчет может быть выполнен, если для данного типа потока определены радиальные профили параметров СВ в короне или их связь, описываемая с помощью индекса политропы.

Упомянутые выше гидродинамические модели лучше всего пригодны для описания квазистационарных потоков СВ: фонового медленного СВ (МСВ) и высокоскоростного СВ (ВСВ) из корональных дыр. Для описания межпланетных корональных выбросов массы (МКВМ) разрабатываются более сложные численные МГД-модели (см., например, Ашванден, 2005). Такие МГД-модели как WSA-Enlil+Cone (Майс и др., 2015) и EUPHORIA (Помоелл, Поедтс, 2018) рассматривают по отдельности две стадии образования СВ: корональную и гелиосферную. В корональной части рассматривается формирование и ускорение плазмы СВ в условиях расширяющегося потока магнитного поля, рассчитываемого в потенциальном или бессиловом приближении (см., например, Родькин и др., 2017). При этом в расчет включаются различные механизмы нагрева плазмы: электронная теплопроводность, обмен энергией между ионами и электронами, нагрев за счет диссипации альвеновских волн и турбулентности и др. (см. обзор Кранмер и др., 2007). Учет в МГД-моделях СВ потоков массы и энергии с помощью соответствующих уравнений, включающих указанные механизмы, значительно усложняет численное моделирование. Однако без потери точности приближенные описания механизмов нагрева и охлаждения могут быть заменены политропной функцией, связывающей давление и плотность плазмы, существенно упрощающей и ускоряющей расчет (Якобс, Поедтс, 2011), что важно для оперативного прогнозирования параметров СВ на выходе из короны.

Для использования политропной модели необходимо знание ее индекса γ для разных типов СВ в конкретных условиях. Работы по экспериментальному определению параметра γ в корональной плазме на

расстояниях менее 0.1 а.е. немногочисленны. Наряду с подходом Паркера, в качестве примера можно привести работу Ван Доорсселаера и др. (2011), в которой с помощью спектрометра EIS на спутнике Hinode наблюдались медленные МГД-волны в корональной петле вблизи поверхности Солнца и было показано, что эффективное значение индекса политропы совпадает с значением Паркера $\gamma_{\text{eff}} = 1.10 \pm 0.02$, причем нагрев плазмы описывался спитцеровской теплопроводностью.

В настоящей работе рассмотрен метод определения индекса политропы γ плазмы СВ на участке расширения в короне на высотах от 1 до 5–7 солнечных радиусов по измеряемым “in situ” вблизи Земли ионным параметрам СВ: среднему заряду ионов Fe и отношению плотностей ионов кислорода O^{7+}/O^{6+} . Эти ионные параметры сравниваются с модельными ионными параметрами, которые рассчитываются по радиальным профилям температуры и плотности с помощью уравнений баланса для процессов ионизации и рекомбинации ионов в плазме СВ. В разделе 2 дается описание модели расчета ионных параметров СВ в короне. В разделе 3 описан метод определения индекса политропы по ионным параметрам для разных типов СВ. В разделе 4 приводятся примеры радиальных распределений индекса политропы γ в короне для типовых квазистационарных потоков СВ. В разделе 5 обсуждаются полученные результаты и подводятся заключительные итоги исследования. И, наконец, в Приложении рассмотрены основные особенности и параметры политропной модели.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ СВ В КОРОНЕ

Ионный состав плазмы СВ, т.е. распределение ионов различных элементов по стадиям ионизации, эволюционирует при движении через корону вместе с изменениями физических характеристик плазмы (температуры, плотности и скорости потока) из-за влияния конкурирующих процессов ионизации и рекомбинации в ион-электронных столкновениях. В процессе расширения ионный состав “замораживается” на расстояниях нескольких солнечных радиусов, когда плазма становится бесстолкновительной из-за быстрого падения плотности, и практически не меняется при дальнейшем движении в гелиосфере (см., например, Хундхаузен и др., 1968; Ко и др., 1997; Родькин и др., 2017; Гречнев и др., 2019; Горяев и др., 2020). Эволюция ионного состава данного химического элемента в движущейся плазменной структуре СВ может быть найдена путем решения уравнений баланса для плотностей ионов N_Z (Z — заряд соответ-

ствующего иона), которые имеют вид

$$\frac{dN_Z}{dt} = N_e \left[N_{Z-1} C_{Z-1}(T_e) - N_Z (C_Z(T_e) + R_{Z-1}(T_e)) + N_{Z+1} R_Z(T_e) \right], \quad (1)$$

где N_e и T_e — плотность и температура электронов в плазме СВ; C_Z — скорость ионизации для перехода $N_Z \rightarrow N_{Z+1}$; R_Z — скорость рекомбинации для перехода $N_{Z+1} \rightarrow N_Z$. Для расчета зарядового состояния ионов в движущейся плазменной структуре СВ в короне с помощью уравнений баланса (1) и определения итогового “замороженного” распределения ионов по стадиям ионизации, требуется информация о временных зависимостях параметров плазмы $N_e(t)$, $T_e(t)$, а также скорости потока СВ $V(t)$. Эти параметры зависят от условий нагрева и ускорения, влияющих на состояние плазмы СВ, и от геометрии ее расширения в короне. Соответствующие временные профили обычно моделируются исходя из типичных условий в короне, например, по источникам СВ, либо находятся из измерений с помощью спектроскопических методов (см., например, Гречнев и др., 2019).

В настоящей работе мы рассматриваем квазистационарные условия в выделенном расширяющемся объеме плазмы СВ. В этом случае частная производная в левой части (1) равна нулю ($\partial N_Z / \partial t = 0$) и при движении плазмы СВ в радиальном направлении уравнение (1) принимает вид (см., например, Хундхаузен и др., 1968; Ко и др., 1997):

$$V \frac{dN_Z}{dr} = N_e \left[N_{Z-1} C_{Z-1}(T_e) - N_Z (C_Z(T_e) + R_{Z-1}(T_e)) + N_{Z+1} R_Z(T_e) \right]. \quad (2)$$

В этом случае предполагается, что в каждый момент времени ионный состав плазмы определяется только процессами ионизации и рекомбинации при заданных параметрах плазмы.

Зарядовое состояние ионов в плазме СВ определяется двумя конкурирующими процессами с характерными временными масштабами (см., например, Хундхаузен и др., 1968; Ко и др., 1997). Первый процесс связан с расширением потока СВ в окружающее пространство и характеризуется временем расширения $\tau_{\text{exp}} = N_e / (V dN_e / dr)$. Второй процесс характеризуется временем ионизации/рекомбинации $\tau_{\text{ir}} = 1 / (C_Z + R_{Z-1}) N_e$ иона с зарядом Z в плазме СВ. На начальной стадии ускорения и формирования потока СВ вблизи поверхности Солнца, где скорость движения потока мала и плотность плазмы относительно высокая, выполняется условие $\tau_{\text{exp}} \gg \tau_{\text{ir}}$ и ионный состав соответствует ионизационному равновесию при текущей температуре движущейся плазменной структуры. В процессе дальнейшего движения и расширения увеличивается скорость потока и быстро падает плотность плазмы, в результате чего

ионизационное равновесие нарушается. Это проявляется в том, что плотности ионов с меньшими скоростями рекомбинации “замораживаются” раньше и ионный состав отклоняется от равновесного. В пределе $\tau_{\text{exp}} \ll \tau_{\text{ir}}$ для всех ионов данного элемента зарядовое состояние плазмы СВ “замораживается” и при дальнейшем движении в межпланетном пространстве практически не меняется.

На рис. 1 представлено сравнение характерных временных масштабов τ_{exp} и τ_{ir} для ионов $\text{O}^{6+} - \text{O}^{8+}$ и $\text{Fe}^{12+} - \text{Fe}^{19+}$, где для расчета этих времен использовались параметры плазмы КВМ из работ Слемзин и др. (2022) и Горяев и др. (2023). Для скоростей рекомбинации и ионизации ионов кислорода и железа использовались атомные данные из базы CHIANTI (Дере и др., 2009). Из рис. 1 можно видеть, что ионный состав элемента O “замораживается” уже на расстояниях порядка двух солнечных радиусов от центра Солнца, тогда как зарядовый состав элемента Fe “замораживается” в среднем на расстояниях 4–8 R_{sun} . Это связано с тем, что скорости рекомбинации для ионов железа заметно превосходят соответствующие скорости для ионов кислорода, что приводит к обратному соотношению для времен рекомбинации этих ионов.

В настоящей работе мы исследуем значения индекса политропы γ для различных типов СВ. Для этого решаются уравнения баланса (2) для ионов элементов O и Fe в рамках подхода, использованного ранее в работах Родькин и др. (2017), Гречнев и др. (2019), Горяев и др. (2020), Слемзин и др. (2022) и Горяев и др. (2023). Мы рассматриваем модель, где плазма СВ расширяется по политропному закону $T_e \propto N_e^{\gamma-1}$ (см. Приложение) из области в короне с максимальной начальной температурой и равновесным распределением ионов при этой температуре. Начальное положение плазмы СВ в момент времени $t = 0$ обычно находится на высотах $\approx 0.1 - 0.3 R_{\text{sun}}$, где достигается максимальная температура и в рамках рассматриваемой модели начинается стадия охлаждения. Как упоминалось выше, при малых скоростях и высоких плотностях на начальной стадии движения вблизи солнечной поверхности выполняются условия ионизационного равновесия. Отклонения от ионизационного равновесия начинаются выше этих высот, и поэтому конечный “замороженный” ионный состав практически не зависит от выбора начальной точки движения, если она находится вблизи поверхности Солнца. Для радиальных профилей электронной плотности $N_e(r)$ использовалась наиболее вероятная геометрия расширения плазмы СВ в корону: $N_e \propto 1/h^2$ (где h — высота над поверхностью Солнца) для быстрого и медленного СВ и $N_e \propto 1/r^3$ (r — расстояние от центра Солнца) для СВ типа КВМ (см., например, Слемзин и др., 2022; Горяев и др., 2023). Для численного моделирования эволюции ионного состава элементов O и Fe при движении потока СВ от начальной точки до области “замораживания” решались уравнения ба-

ланса (2) с заданными профилями параметров плазмы $N_e(r)$, $T_e(r)$ и $V(r)$. Наконец, по найденным распределениям ионов O и Fe определяются ионные параметры $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$. Меняя индекс политропы, можно получить зависимость параметров $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ от γ . В разделе 3 эта процедура используется для определения параметра γ для разных типов СВ с помощью сравнения рассчитанных ионных параметров $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ с измеренными распределениями.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИНДЕКСА ПОЛИТРОПЫ ДЛЯ РАЗНЫХ ТИПОВ СВ ПО ИОННЫМ ПАРАМЕТРАМ $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ И $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$

Для анализа статистики ионных параметров плазмы СВ, относящихся к разным крупномасштабным типам СВ и регистрируемых на расстоянии 1 а.е., были построены гистограммы среднего заряда ионов железа $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и отношения ионов кислорода $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ и по ним получены средние значения этих параметров и их дисперсии. Для этого использовались данные прибора SWICS на космическом аппарате ACE (Глоеклер и др., 1998) за 2010 г., разграниченные по времени по типам потоков СВ в соответствии с каталогом ИКИ (<http://www.iki.rssi.ru/omni/catalog/>). Этот период соответствует спокойной солнечной короне в начальной стадии роста активности 24-го солнечного цикла. Далее в этом разделе приводятся гистограммы ионных параметров $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ для квазистационарных потоков по классификации каталога ИКИ: медленного СВ (SWslow), быстрого СВ (SWfast, CIR) и нестационарных потоков КВМ типа магнитных облаков (MC — magnetic clouds) и EJECTA.

Эти эмпирические данные сравниваются с модельными расчетами ионных параметров $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ как функций индекса γ , где по средним значениям и дисперсиям этих параметров определяются средние величины γ и их разброс для разных типов СВ. При моделировании ионных параметров с помощью уравнений (2) для физических характеристик плазмы СВ (плотности, температуры и скорости потока) использовались данные из работ Ко и др. (1997) (быстрый СВ) и Слемзин и др. (2022) (медленный СВ и КВМ). В работе Ко и др. (1997) исследовались физические условия в полярной корональной дыре. В работе Слемзин и др. (2022) рассматривалось событие 18 августа 2010 г., связанное с формированием КВМ и постэруптивным потоком СВ.

3.1. Медленный СВ (SWslow)

На рис. 2 представлены гистограммы ионных параметров $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ (верхние рисунки) для потоков медленного СВ (SWslow). На нижних рисунках приведены соответствующие модельные расчеты зависимости индекса γ от ионных параметров. При моделировании ионных параметров в качестве исходной информации для плотности, температуры и ско-

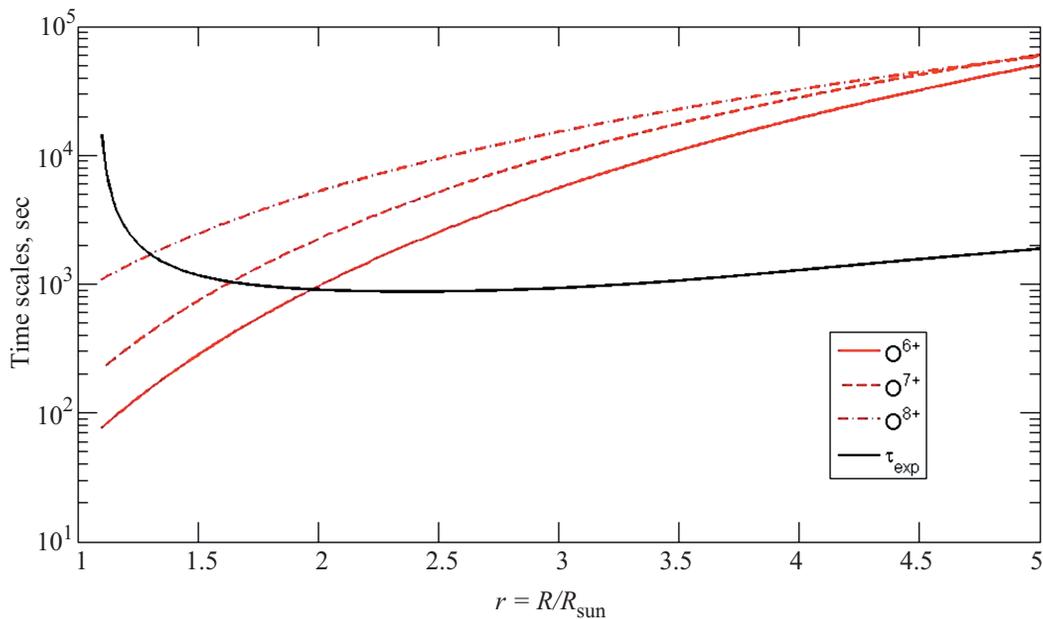


Рис. 1. Сравнение времени расширения плазмы τ_{exp} с временами ионизации/рекомбинации τ_{ir} для ионов O^{6+} – O^{8+} (вверху) и Fe^{12+} – Fe^{19+} (внизу). Для расчета масштабов времен использованы параметры плазмы для КВМ из работ Слемзин и др. (2022) и Горяев и др. (2023). Расстояние $r = R/R_{\text{sun}}$ отсчитывается от центра Солнца, т.е. $r = 1$ соответствует поверхности Солнца.

рости потока использовались данные из работы Слемзин и др. (2022), соответствующие временным интервалам T1 (до-эруптивный поток СВ 19.08.2010 г.–20.08.2010 г.) и T4 (вернувшийся в доэруптивное состояние поток СВ 23.08.2010 г.–25.08.2010 г.).

3.2. Быстрый СВ (SWfast, CIR)

Гистограммы для быстрого СВ представлены на рис. 3 (SWfast) и рис. 4 (CIR). При моделировании ионных параметров быстрого СВ, как типа SWfast, так и CIR, в качестве исходных данных использовались радиальные профили плотности, температуры и скорости потока для СВ из полярных областей Солнца, приведенные в работе Ко и др. (1997). Соответствующие расчетные зависимости индекса γ от ионных параметров $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ представлены в нижних частях рис. 3 и 4.

3.3. МКВМ (MC, EJESTA)

На рис. 5 и 6 представлены гистограммы ионных параметров $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ для МКВМ типа MC (рис. 5) и EJESTA (рис. 6). При моделировании ионных параметров МКВМ типа MC в качестве исходных данных для физических характеристик плазмы СВ использовались результаты работы Слемзин и др. (2022) для временного интервала T2 (эрупция, соответствующая распространению МКВМ 20.08.2010 г.–21.08.2010 г.), а при моделировании потоков типа EJESTA — из той же работы Слемзин и др. (2022) для интервала T3 (пост-эруптивный

поток СВ 21.08.2010 г.–22.08.2010 г.). В работе Слемзин и др. (2022) интервал T3 по соотношению “холодной” (относящейся к низкозарядным ионам в распределении по ионному заряду Z) и “горячей” (относящейся к высокозарядным ионам в распределении по Z) частей зарядового распределения ионов Fe в плазме СВ (в Слемзин и др. (2022) они обозначены параметрами $q4$ и $q12$ соответственно) рассматривается как пост-эруптивный поток, но по общим характеристикам плазмы этот интервал можно отнести к типу EJESTA.

Полученные из гистограмм на рис. 2–6 средние значения и дисперсии ионных параметров $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$, а также средние значения и дисперсии значений индекса γ , найденные при сопоставлении распределений на гистограммах с результатами моделирования приведены в табл. 1. Отметим, что в табл. 1 не указаны границы значений γ , соответствующие отклонению параметра $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ от среднего на величину дисперсии, поскольку они выходят за границы применимости данной модели.

4. РАДИАЛЬНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНДЕКСА ПОЛИТРОПЫ В КОРОНЕ ДЛЯ КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ ПОТОКОВ СВ

Если из измерений или других данных известны распределения температуры и плотности плазмы СВ в короне, то по ним также можно найти распределение индекса γ в рамках политропной модели (см. формулу (П2) в приложении). На рис. 7 показаны примеры

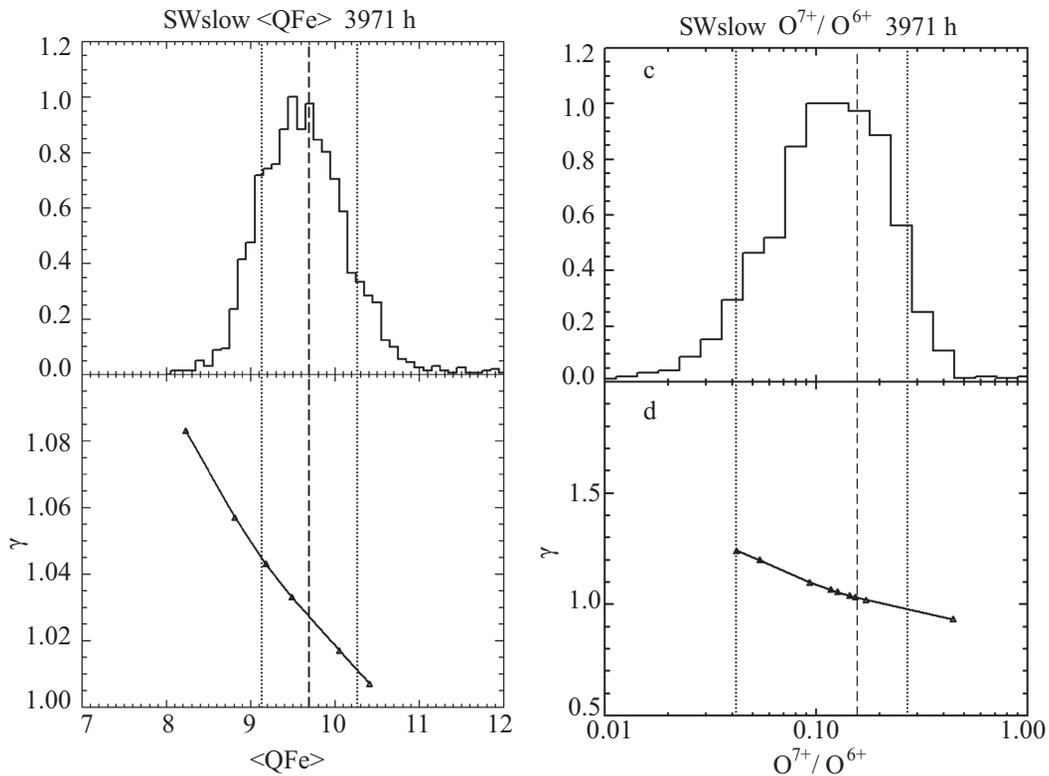


Рис. 2. Гистограммы ионных параметров $\langle Q_{Fe} \rangle$ (a) и O^{7+}/O^{6+} (c) для потоков медленного СВ (SWslow), (b) и (d) — модельные зависимости ионных параметров от индекса γ . Пунктирные линии соответствуют средним значениям параметров, точечные — отклонениям от среднего на величину дисперсии параметра при построении гистограммы. В заголовках указаны типы параметров и общее количество часовых интервалов данного типа СВ по каталогу ИКИ (см. текст) за 2010 г.

Таблица 1. Средние значения и дисперсия ионных параметров СВ по данным ACE/SWCS за 2010 г. Типы СВ указаны в соответствии с классификацией по каталогу ИКИ

Тип СВ	Ионный параметр	Среднее значение и дисперсия ионных параметров	Среднее значение индекса γ
SWslow	$\langle Q_{Fe} \rangle$	9.70 ± 0.57	1.03 ± 0.02
	O^{7+}/O^{6+}	0.156 ± 0.114	1.03
SWfast	$\langle Q_{Fe} \rangle$	9.42 ± 0.44	1.14 ± 0.04
	O^{7+}/O^{6+}	0.0446 ± 0.0446	1.14
CIR	$\langle Q_{Fe} \rangle$	9.47 ± 0.46	1.13 ± 0.05
	O^{7+}/O^{6+}	0.125 ± 0.112	0.77
MC	$\langle Q_{Fe} \rangle$	11.37 ± 1.22	1.21 ± 0.03
	O^{7+}/O^{6+}	0.475 ± 0.256	2.10
EJECTA	$\langle Q_{Fe} \rangle$	9.89 ± 0.67	1.21 ± 0.02
	O^{7+}/O^{6+}	0.177 ± 0.127	0.90

радиальных распределений индекса γ для квазистационарных потоков СВ, полученных по данным модельных расчетов и из измерений температуры и плотности плазмы в короне при низкой солнечной актив-

ности в работах Кранмер и др. (2007), Ланди и др. (2012), Ко и др. (1997), Гибсон и др. (1999), Горяев и др. (2014). Распределение индекса γ на рис. 7(a) соответствует профилям характеристик плазмы из работ

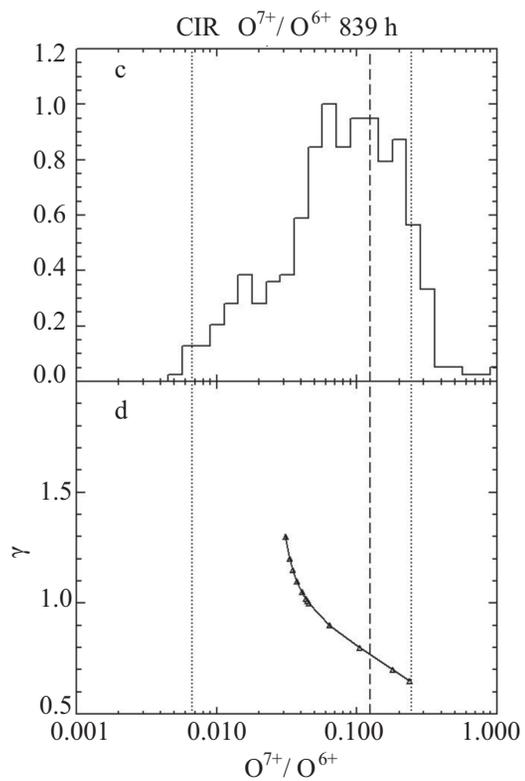
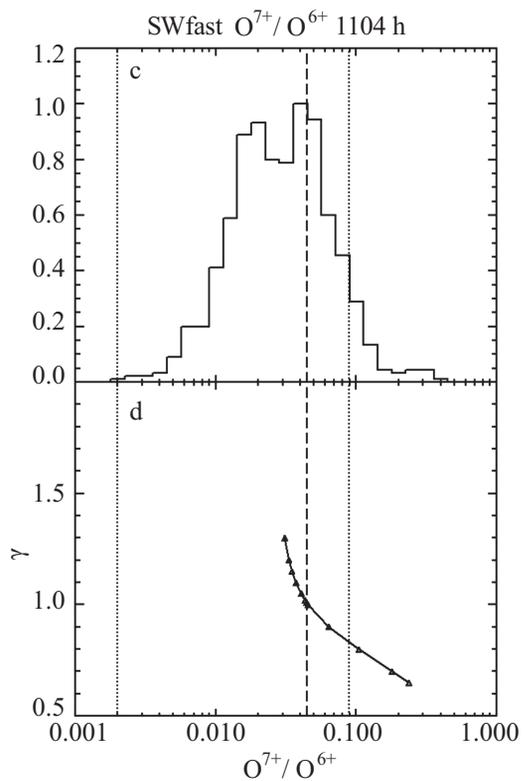
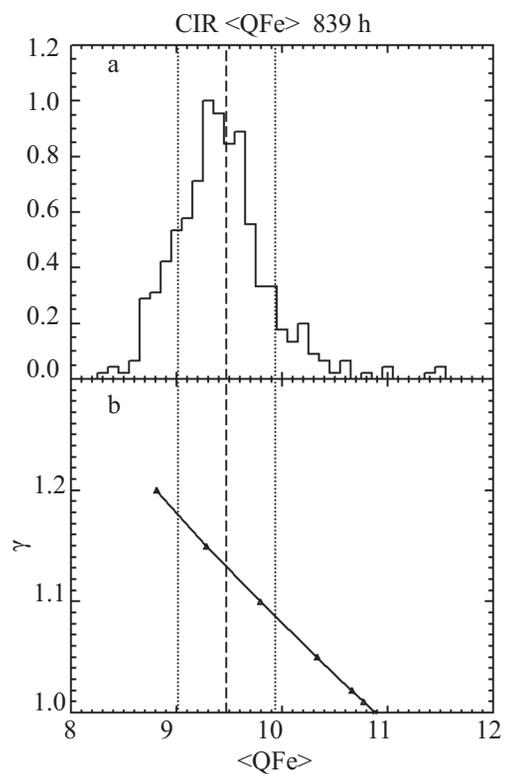
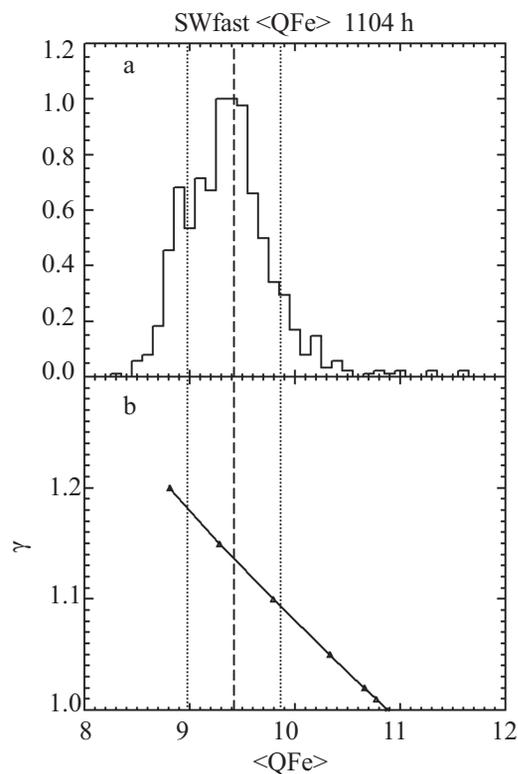


Рис. 3. Гистограммы ионных параметров и модельные значения γ для быстрого СВ (SWfast). Обозначения такие же, как на рис. 2.

Рис. 4. Гистограммы ионных параметров и модельные значения γ для рекуррентных потоков СВ (CIR). Обозначения такие же, как на рис. 2.

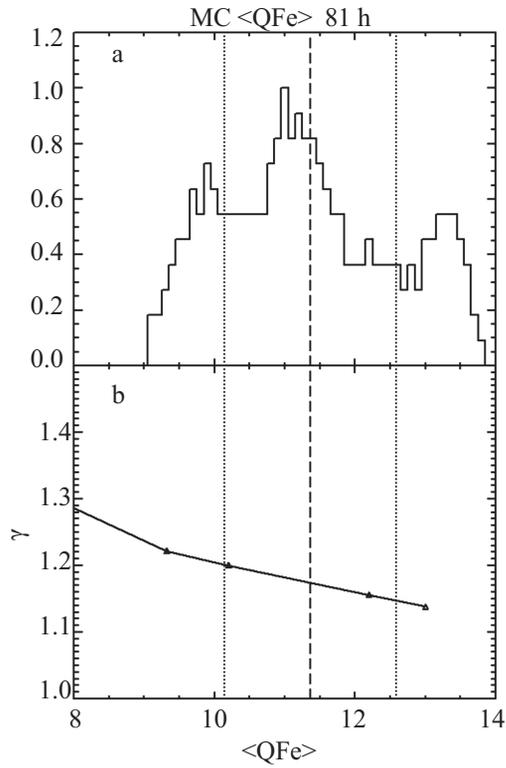


Рис. 5. Гистограммы ионных параметров и модельные значения γ для МКВМ типа магнитных облаков (МС). Обозначения такие же, как на рис. 2

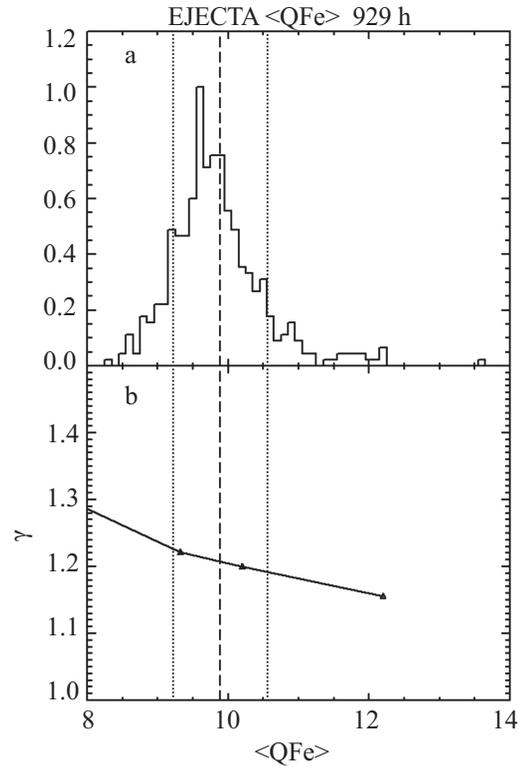


Рис. 6. Гистограммы ионных параметров и модельные значения γ для МКВМ типа ЕЈЕСТА. Обозначения такие же, как на рис. 2.

Кранмер и др. (2007) и Ланди и др. (2012) для медленного СВ. На рис. 7(b) представлено распределение γ для медленного СВ из стримеров по данным работ Гибсон и др. (1999), Горяев и др. (2014). И наконец, рис. 7(c) демонстрирует профили индекса политропы для быстрого СВ из полярных корональных дыр, полученные по данным работ Ко и др. (1997), Фишер, Гухатакурта (1995). Для сравнения с значениями индекса политропы, полученными из распределений ионных параметров согласно табл. 1, радиальные профили γ усреднялись и соответствующие результаты приведены в табл. 2.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

В настоящей работе по результатам моделирования ионных параметров СВ и их сопоставления с измеренными значениями зарядового состояния ионов железа $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и кислорода O^{7+}/O^{6+} получены “in situ” усредненные значения индекса политропы крупномасштабных потоков СВ для спокойной короны (2010 г.) на высотах $\approx 1-7R_{\text{sun}}$.

Отметим следующие особенности полученных результатов. Для обоих ионных параметров большие значения индекса γ соответствуют меньшим значениям параметров СВ, т.е. более низким температурам “замерзания” ионного состава и наоборот.

Для квазистационарных потоков типа медленного СВ (SWslow) и высокоскоростного СВ (SWfast) средние значения γ , найденные из анализа гистограмм ионов железа и кислорода, практически совпадают, что говорит об их формировании на малых высотах от поверхности Солнца $\leq 1R_{\text{sun}}$.

Основные максимумы гистограмм для высокоскоростных потоков типа SWfast и CIR соответствуют экваториальным КД. Предположительно, наличие второго (меньшего) по высоте максимума в гистограммах связано с тем, что в некоторые периоды в центральной части солнечного диска, помимо экваториальных КД, присутствовали низкоширотные участки полярных КД, для которых поток СВ имеет более низкую температуру. В 2010 г. наблюдалось 49 высокоскоростных потоков СВ, из которых в 32 событиях источниками были только экваториальные корональные дыры, а в 17 наблюдались низкоширотные области полярных дыр. Однако в нашем случае эти особенности не влияют заметно на результат определения индекса политропы по используемым зарядовым параметрам, поскольку различия в средних значениях параметров $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и O^{7+}/O^{6+} для СВ из экваториальных и полярных корональных дыр находятся в пределах их дисперсий.

Для нестационарных потоков СВ типа CIR, MC, EJESTA значения γ , полученные по отношению ионов кислорода, отличаются от значений, найденных по ионам железа, и имеют большую дисперсию. Это означает, что термодинамика потоков

СВ на промежуточных высотах от 1 до $2R_{\text{sun}}$ и на больших высотах различна. Для CIR и EJESTA значения индексов γ , полученные по отношению O^{7+}/O^{6+} , меньше 1, что указывает на то, что плазма еще находится в стадии нагрева. Для MC значение $\gamma > 2$, что указывает на существование дополнительного канала расхода тепловой энергии сверх охлаждения в ходе адиабатического расширения.

Из приведенных результатов можно сделать вывод, что формирование температурного режима квазистационарных потоков медленного и быстрого СВ происходит ниже высот $1-1.5R_{\text{sun}}$, где зарядовый состав ионов кислорода “замораживается”. Для нестационарных потоков режим политропы, связанный с расширением и охлаждением плазмы, формируется выше этого уровня, но ниже высот $\approx 5-7R_{\text{sun}}$, на которых происходит “замораживание” зарядового состава ионов железа.

В целом, значения индекса γ , рассчитываемые по средним значениям ионных параметров методом моделирования варьируемых радиальных распределений температуры, согласуются в пределах дисперсии ионных параметров с значениями этого индекса, полученными из радиальных профилей температуры и плотности. Результаты работы показывают возможность исследования термодинамики СВ в короне по данным об ионном составе плазмы СВ.

ПРИЛОЖЕНИЕ: ПОЛИТРОПНАЯ МОДЕЛЬ СВ В КОРОНЕ СОЛНЦА

Основным параметром политропной модели является индекс γ , который можно выразить через теплоемкости при постоянном давлении c_p , постоянном объеме c_v и теплоемкость политропического процесса c (все теплоемкости в пересчете на единичную плотность):

$$\gamma = \frac{c_p - c}{c_v - c}. \quad (\text{П1})$$

При $c = 0$, что соответствует адиабатическому процессу, имеем показатель адиабаты $\gamma = c_p/c_v = \frac{5}{3} = \alpha$. В случае потока плазмы СВ в короне удобнее оперировать переменными температуры T и плотности n , в которых уравнение политропы имеет вид

$$Tn^{1-\gamma} = \text{const} \equiv C. \quad (\text{П2})$$

Из измерений радиальных профилей температуры и плотности параметр политропы может быть получен с помощью уравнения:

$$\ln(T) = (\gamma - 1) \ln(n) + \ln(C). \quad (\text{П3})$$

Дифференцируя (П3) по высоте r , получим зависимость между радиальными градиентами температуры и плотности:

$$\frac{1}{T} \frac{dT}{dr} = (\gamma - 1) \frac{1}{n} \frac{dn}{dr}, \quad (\text{П4})$$

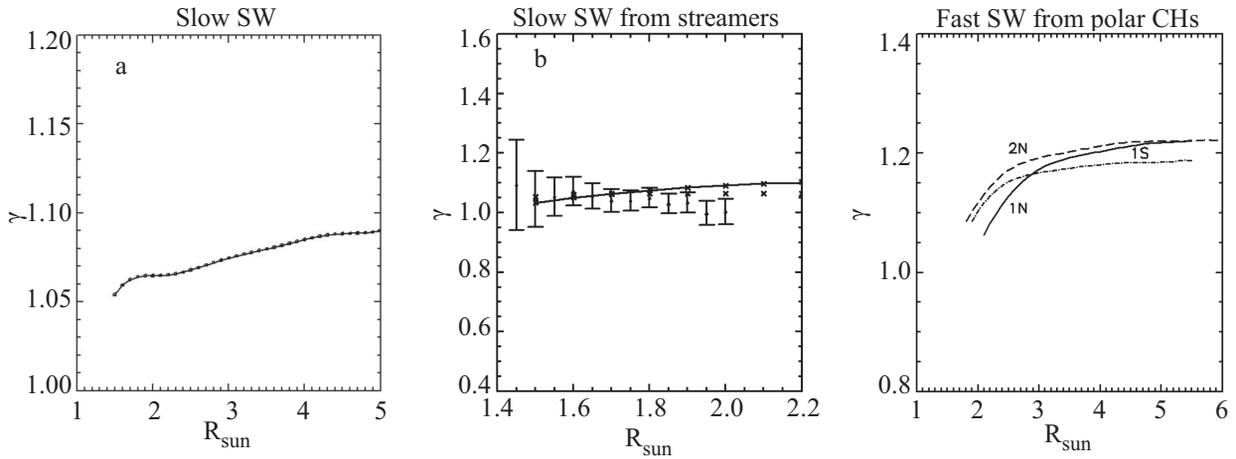


Рис. 7. Значения индекса γ , полученные из радиальных профилей температуры и плотности для разных типов СВ из работ Кранмер и др. (2007), Ланди и др. (2012), Гибсон и др. (1999), Горяев и др. (2014), Ко и др. (1997), Фишер, Гухатакурта (1995). (a) медленный СВ (Кранмер и др., 2007; Ланди и др., 2012); (b) медленный СВ из стримеров: сплошная линия по данным Гибсон и др. (1999), точки с ошибками измерений по данным Горяев и др. (2014); (c) быстрый СВ из полярных корональных дыр: северной 1N и южной 1S по данным Фишер, Гухатакурта (1995) и северной 2N по данным Ко и др. (1997).

Таблица 2. Значения индекса γ для медленного и быстрого СВ, усредненные по радиальным распределениям индекса

Тип СВ	Диапазон, R_{sun}	Среднее значение γ	Исходные данные
Медленный	1.5–5	1.076 ± 0.010	Кранмер и др. (2007), Ланди и др. (2012)
Медленный (из стримера)	1.45–2	1.043 ± 0.026	Горяев и др. (2014)
Медленный	1.5–2.2	1.075 ± 0.024	Гибсон и др. (1999)
Быстрый (из северной ПКД)	2–6	1.196 ± 0.034	Ко и др. (1997)
Быстрый (из северной ПКД)	2–5.5	1.183 ± 0.042	Фишер, Гухатакурта (1995)
Быстрый (из южной ПКД)	1.9–5.5	1.167 ± 0.024	Фишер, Гухатакурта (1995)

где r — высота от поверхности Солнца. Если положить, что температура зависит от высоты по степенному закону $T \propto r^{-\delta}$, а плотность $n \propto r^{-\beta}$, то для индекса политропы получаем соотношение (Тоттен и др., 1995):

$$\gamma = 1 + \frac{\delta}{\beta}. \quad (\text{П5})$$

Согласно модели Паркера (Паркер, 1958, 1965), в нижней короне при относительно высокой плотности плазма находится в термодинамическом равновесии с окружающей средой при постоянной температуре, чему соответствует индекс политропы $\gamma = 1$. Значение $\gamma < 1$ означает, что при расширении в корону температура плазмы растет, в то время как плот-

ность падает. Этот режим описывает начальную “нагревную” стадию формирования СВ до максимальной температуры. В другом пределе, который отвечает режиму сверхзвукового течения в гелиосфере при низкой плотности, отсутствует взаимодействие плазмы СВ с окружающей средой, когда невозмущенная стационарно истекающая плазма расширяется и охлаждается адиабатически с $\gamma = \alpha = 5/3$. В средней короне значения индекса политропы, удовлетворяющие условию $1 < \gamma < \alpha$, соответствуют расширению плазмы СВ с одновременным охлаждением в присутствии некоторого притока энергии, который уменьшает снижение температуры по сравнению с адиабатическим режимом. Значения индекса $\gamma > \alpha$ озна-

чают, что температура плазмы с падением плотности уменьшается сильнее, чем это происходит в адиабатическом режиме, то есть помимо работы на расширение в плазме СВ имеется дополнительный канал диссипации тепловой энергии.

Зная показатель политропы и радиальные зависимости температуры и плотности, поток энергии ε (на единицу объема), нагревающий расширяющуюся в короне плазму при изменении температуры на величину dT на участке dr за время dt , можно оценить следующим образом:

$$\begin{aligned}\varepsilon &= cn \frac{dT}{dt} k_B = \frac{3\gamma - \alpha}{2\gamma - 1} \frac{dT}{dt} nk_B = \\ &= \frac{3\gamma - \alpha}{2\gamma - 1} \frac{dT}{dr} Vnk_B = \frac{3}{2}(\gamma - \alpha) \frac{dn}{dr} Vnk_B, \quad (\text{П6})\end{aligned}$$

где k_B — постоянная Больцмана, V — скорость потока.

Согласно Тоттену и др. (1995), для учета влияния магнитного поля в уравнение политропы к газовому давлению $p_g = nk_B T$ нужно добавить магнитное давление $p_m = B^2/2\mu_0$:

$$(p_g + p_m)n^{-\gamma} = k_B T(1 + 1/\beta_{\text{пл}})n^{1-\gamma} = \text{const}, \quad (\text{П7})$$

где $\beta_{\text{пл}} = p_g/p_m$ — плазменная бета. Если радиальная функция $K_M = 1 + 1/\beta_{\text{пл}}$ в некотором диапазоне высот r может быть представлена как $K_M \sim r^\mu$, то с учетом магнитного давления в соответствии с (П5) получим:

$$\gamma = \gamma_g - \frac{\mu}{\beta}, \quad (\text{П8})$$

где γ_g — индекс, соответствующий только газовому давлению. В настоящей работе мы определяем индекс политропы по измеренным ионным параметрам СВ, которые на основе моделирования связаны с реальными радиальными распределениями температуры и плотности, в результате чего влияние магнитного давления учитывается автоматически.

Наконец, в отношении политропного соотношения (П2) следует отметить, что плотность корональной плазмы складывается из плотности протонов и электронов, т.е. $n \approx N_p + N_e$. В то же время, как указано в разделе 2, при анализе ионного состава используются плотность и температура электронов. С достаточной для исследуемой модели точностью можно считать, что в пределах рассматриваемых высот до $\approx 4-5R_{\text{sun}}$ (где R_{sun} — радиус Солнца) плазма СВ находится в термодинамическом равновесии, что отражается в приближенном равенстве $T_p \approx T_e$ (где T_p и T_e — температура протонов и электронов, соответственно), а плотности протонов и электронов даются соотношениями $N_p \approx N_e$ и $n \approx 2N_e$. Из уравнения (П3) следует, что удвоение плотности, так же как и кратное изменение температуры при сохранении формы радиальных профилей, не влияют на зна-

чение индекса политропы, поэтому приведенные выше соотношения сохраняются при замене переменных (n, T) на (N_e, T_e) .

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность команде прибора ACE/SWICS и сотрудникам ACE Science Center за предоставление данных об ионном составе солнечного ветра, а также Ю.И. Ермолаеву и сотрудникам Лаборатории солнечного ветра ИКИ РАН за предоставление данных каталога крупномасштабных структур солнечного ветра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ашванден М., *Физика солнечной короны* [Aschwanden M.J., *Physics of the Solar Corona* (Springer Berlin, Heidelberg, 2005)], гл. 17.
2. Ван Доорсселаере и др. (T. Van Doorselaere, N. Wardle, G. Del Zanna, K. Jansari, E. Verwichte, and V.M. Nakariakov), *Astrophys. J. Lett.* **727**, id. L32 (2011).
3. Гибсон и др. (S.E. Gibson, A. Fludra, F. Bagenal, D. Biesecker, G. del Zanna, and B. Bromage), *J. Geophys. Res.* **104**, 9691 (1999).
4. Глоеклер и др. (G. Gloeckler, J. Cain, F.M. Ipavich, E.O. Tums, P. Bedini, L.A. Fisk, T.H. Zurbuchen, P. Bochsler, et al.), *Space Sci. Rev.* **86**, 497 (1998).
5. Горяев и др. (F. Goryaev, V. Slemzin, L. Vainshtein, and D.R. Williams), *Astrophys. J.* **781**, id 100 (2014).
6. Горяев и др. (F.F. Goryaev, V. Slemzin, and D. Rodkin), *Astrophys. J. Lett.* **905**, L17 (2020).
7. Горяев Ф.Ф., Слемзин В.А., Родькин Д.Г., Шугай Ю.С., *Космич. исслед.* **61**, 10 (2023) [F.F. Goryaev, V.A. Slemzin, D.G. Rodkin, and Yu.S. Shugai, *Cosmic Res.* **61**, 8 (2023)].
8. Гречнев и др. (V.V. Grechnev, A.A. Kochanov, A.M. Uralov, V.A. Slemzin, D.G. Rodkin, F.F. Goryaev, V.I. Kiselev, and I.I. Myshyakov), *Solar Phys.* **294**, 139 (2019).
9. Дере и др. (K.P. Dere, E. Landi, P.R. Young, G. Del Zanna, M. Landini, and H.E. Mason), *Astron. Astrophys.* **498**, 915 (2009).
10. Зеленый Л.М., Веселовский И.С. (Ред.), *Плазменная гелиогеофизика* (М.: Физматлит, 2008), т. 1, гл. 3.
11. Ко и др. (Y.-K. Ko, L.A. Fisk, J. Geiss, G. Gloeckler, and M. Guhathakurta), *Solar Phys.* **171**, 345 (1997).
12. Кранмер и др. (S.R. Cranmer, A.A. van Ballegooijen, and R.J. Edgar), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **171**, 520 (2007).
13. Кутузов А.С., Чашей И.В., *Геомagnetизм и аэрон.* **38**, 1 (1998) [A.S. Kutuzov, I.V. Chashei, *Geomagnetism and Aeron.* **38**, 139 (1998)].
14. Ланди и др. (E. Landi, J.R. Gruesbeck, S.T. Lepri, and T.H. Zurbuchen), *Astrophys. J.* **750**, id 159 (2012).
15. Ливадиотис (G. Livadiotis), *Entropy* **20**, id. 799 (2018).
16. Лloverас и др. (D.G. Lloveras, A.M. Vasquez, F.A. Nuevo, C. Mac Cormack, N. Sachdeva, W. Manchester, B. Van der Holst, and R.A. Frazin), *Solar Phys.* **295**, id. 76 (2020).

17. Майс и др. (M.L. Mays, A. Taktakishvili, A. Pulkkinen, P.J. MacNeice, L. Rastatter, D. Odstrcil, L.K. Jian, I.G. Richardson, et al.), *Solar Phys.* **290**, 1775 (2015).
18. Мозер и др. (F.S. Mozer, O.V. Agapitov, J.C. Kasper, R. Livi, O. Romeo, and I.Y. Vasko), *Astron. Astrophys.* **673**, L3 (2023).
19. Николау и др. (G. Nicolaou, G. Livadiotis, R.T. Wicks, D. Verscharen, and B.A. Maruca), *Astrophys. J.* **901**, id. 26 (2020).
20. Паркер (E.N. Parker), *Astrophys. J.* **128**, 664 (1958).
21. Паркер Е.Н., *Динамические процессы в межпланетной среде* (М.: Мир, 1965).
22. Перроне и др. (D. Perrone, S. Perri, R. Bruno, D. Stansby, R. D'Amicis, V.K. Jagarlamudi, R. Laker, S. Toledo-Redondo, et al.), *Astron. Astrophys.* **668**, id. A189 (2022).
23. Помеелл, Поедтс (J. Pomoell and S. Poedts), *J. Space Weather and Space Clim.* **8**, id. A35 (2018).
24. Родкин и др. (D. Rodkin, F. Goryaev, P. Pagano, G. Gibb, V. Slemzin, Y. Shugay, I. Veselovsky, and D.H. Mackay), *Solar Phys.* **292**, id. 90 (2017).
25. Слемзин и др. (V. Slemzin, F. Goryaev, and D. Rodkin), *Astrophys. J.* **929**, Id. 146 (2022).
26. Тоттен и др. (T.L. Totten, J.W. Freeman, and S. Arya), *J. Geophys. Res.* **100**, 13 (1995).
27. Фишер, Гухатакурта (R. Fisher and M. Guhathakurta), *Astrophys. J.* **447**, L139 (1995).
28. Хундхаузен и др. (A.J. Hundhausen, H.E. Gilbert, and S.J. Vame), *Astrophys. J. Lett.* **152**, L3 (1968).
29. Хундхаузен А., *Расширение короны и солнечный ветер* (М.: Мир, 1976), гл. 3.
30. Якобс, Поедтс (C. Jacobs and S. Poedts), *Adv. Space Res.* **48**, 1958 (2011).

ПРОИСХОЖДЕНИЕ “ВСПЛЕСКОВ В ПОГЛОЩЕНИИ” В ДЕКАМЕТРОВОМ РАДИОИЗЛУЧЕНИИ ЮПИТЕРА

© 2024 г. В. Е. Шапошников^{1,2*}

¹Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

²НИУ Высшая школа экономики Нижегородский филиал, Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 21.05.2024 г.

После доработки 03.06.2024 г.; принята к публикации 06.06.2024 г.

Дается интерпретация медленных “всплесков в поглощении”, наблюдаемых на фоне декаметрового радиоизлучения Юпитера с квазигармонической структурой. Согласно предлагаемой модели, формирование “всплесков в поглощении” обусловлено срывом циклотронной неустойчивости в результате заполнения “конуса потерь” функции распределения излучающих ионов. “Конус потерь” заполняют ионы, инжектируемые в область генерации излучения на нижней границе источника и распространяющиеся вдоль силовых линий магнитного поля. Из сопоставления модельных параметров с наблюдаемыми данными получена оценка параметров инжектированных ионов, необходимых для формирования “всплесков в поглощении”.

Ключевые слова: планеты и спутники: Юпитер, плазменный механизм генерации, радиоизлучение.

DOI: 10.31857/S0320010824060051, EDN: MXPНMS

1. ВВЕДЕНИЕ

Многолетние наблюдения декаметрового радиоизлучения Юпитера выявили богатую частотно-временную структуру его спектра (см., например, Риихимаа и др., 1981; Зарка, 2007; Литвиненко и др., 2009, 2016; Кошида и др., 2010; Панченко и др., 2016 и приведенную там литературу). В частности, на динамических спектрах наблюдаются так называемые всплески в поглощении или теньевые всплески (Риихимаа и др., 1981; Кошида и др., 2010; Шапошников и др., 2021). “Всплески в поглощении” на динамическом спектре декаметрового радиоизлучения представляют собой наклонные полосы, в которых уровень излучения соответствует уровню галактического шума (Кошида и др., 2010). Наклон этих полос (частотный дрейф) может существенно отличаться для разных всплесков излучения. Так, например, Риихимаа (1981) наблюдал “всплески в поглощении” на фоне узкополосного L-излучения, которые по длительности и величине частотного дрейфа напоминали S-всплески. Величина частотного дрейфа у этих всплесков могла достигать нескольких десятков МГц/с, их называют быстро дрейфующими “всплесками в поглощении”. Кошида и др. (2010) сообщают о другом типе “всплесков в поглощении” с частотным дрейфом, порядка нескольких МГц/с. Авторы работы называют их медленно дрейфующими теньевыми всплесками. Эти всплески наблюдались на фоне узкополосного L-излучения от Ио-А источника. Динамический спектр радиоизлучения Юпитера от источника Ио-А с похожими медленными теньевыми

всплесками (“всплесками в поглощении”) приведен также в работе Шапошников и др., (2021). На рис. 1 представлен фрагмент этого динамического спектра, на котором “всплески в поглощении” пересекают фоновое излучения с квазигармонической структурой (“зебра” структурой). Заметим, что, помимо частотного дрейфа, быстрые и медленные “всплески в поглощении” могут иметь и другие отличия. Например, быстрые всплески могут иметь V-образную форму (Риихимаа, 1981), что не наблюдается у медленных всплесков.

Механизм формирования быстрых “всплесков в поглощении” обсуждался в работе (Гопалсвами, 1986). Эта работа основывалась на предположении, что L-излучение генерируется благодаря электронному циклотронному мазерному механизму (ЭЦМ) потоками слабо релятивистских электронов (L-электроны) с функцией распределения по скоростям типа “конус потерь”, а S-излучение — пучками электронов с функцией распределения “смещенный максвелл” (S-электроны). Последние, вследствие специфики функции распределения, не дают вклад в L-излучение, а генерируют всплески S-излучения, благодаря гиро-синхротронному механизму. При вторжении S-электронов в область генерации L-излучения эти электроны заполняют “конус потерь” L-электронов, что приводит к срыву ЭЦМ-неустойчивости и прекращению генерации L-излучения. В результате на динамическом спектре формируются “всплески в поглощении” с частотным дрейфом, соответствующим частотному дрейфу S-всплесков. Заметим, что “всплески в поглощении”

*Электронный адрес: sh130@ipfran.ru

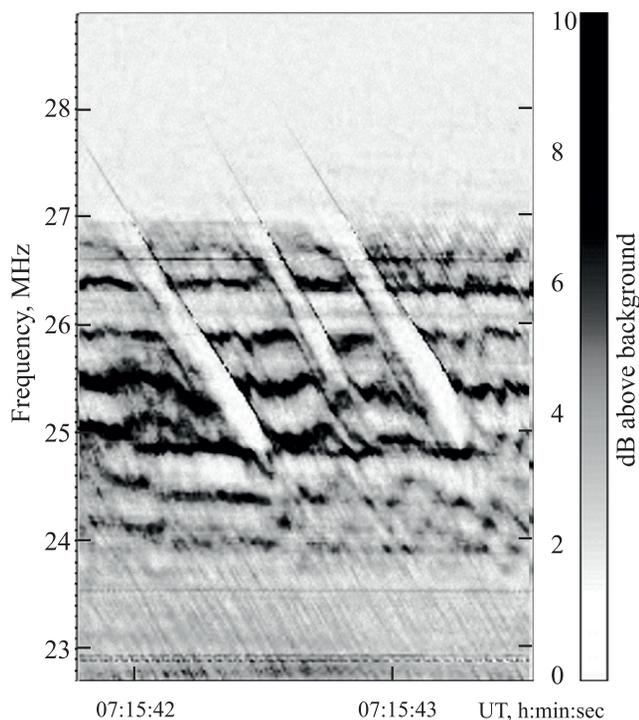


Рис. 1. Динамический спектр декаметрового радиоизлучения Юпитера с “всплесками в поглощении”. Фрагмент динамического спектра, представленного в работе Шапошников и др. (2021).

наблюдались и в солнечном радиоизлучении (Слотье, 1972), а их интерпретация также основывалась на заполнении “конуса потерь” излучающих электронов и срыве генерации (Зайцев, Степанов, 1975).

Механизм генерации узкополосного декаметрового радиоизлучения Юпитера, в том числе излучения с “зебра” структурой, скорее всего, отличается от популярного ЭЦМ механизма. Ряд наблюдаемых особенностей невозможно объяснить в рамках ЭЦМ механизма или электронного гиро-синхротронного механизма (см. в этой связи Зайцев и др., 1986). В частности, к таким особенностям относится квазигармоническая структура излучения, на фоне которого наблюдались медленные всплески в поглощении (рис. 1). Более того, для генерации декаметрового радиоизлучения Юпитера с “зебра” структурой необходимы ионные, а не электронные потоки (Шапошников и др., 2021). Согласно Шапошников и др., (2021), ионные потоки с функцией распределения типа “конус потерь” возбуждают плазменные волны (ионные циклотронные волны) вблизи нижней гибридной частоты в условиях, когда эта частота близка к одной из гармоник ионной циклотронной частоты (двойной плазменный резонанс). Наблюдаемое электромагнитное излучение возникает в результате конверсии ионных циклотронных волн при их столкновении с горячими

электронами.

В настоящей работе анализируется возможность формирования медленных “всплесков в поглощении”, наблюдаемых на фоне декаметрового радиоизлучения с “зебра”-структурой, заполнением “конуса потерь” функции распределения по скоростям излучающих циклотронные волны ионов, и оцениваются параметры ионных потоков, которые необходимы для реализации этого явления в магнитосфере Юпитера. В разделе 2 приводятся основные положения теории формирования “зебра”-структуры в декаметровом радиоизлучении Юпитера, которые необходимо учитывать при анализе (детальное изложение механизма формирования можно найти в работах Шапошникова и др. (2018, 2021). В разделе 3 рассмотрен процесс прекращения возбуждения ионных циклотронных волн в условиях двойного плазменного резонанса, при инжекции в область генерации горячих ионных потоков с максвелловской функцией распределения. В разделе 4 полученные результаты применены для интерпретации “всплесков в поглощении”, наблюдаемых на фоне декаметрового радиоизлучения с квазигармонической структурой, а также приведены оценки необходимых для формирования этих всплесков параметров ионных потоков.

2. ФОРМИРОВАНИЕ КВАЗИГАРМОНИЧЕСКОГО СПЕКТРА ДЕКАМЕТРОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ЮПИТЕРА

Модель, описывающая формирование квазигармонической структуры декаметрового радиоизлучения, основана на эффекте двойного плазменного резонанса (ДПР), который реализуется при совпадении частоты нижнего гибридного резонанса ω_{LH} с частотой одной из гармоник ионной гирочастоты. Эффект заключается в существенном, на один-два порядка, увеличении инкремента неустойчивости ионных циклотронных волн при выполнении ДПР. Обращение к ионам для интерпретации “зебра”-структуры в декаметровом радиоизлучении обусловлено тем фактом, что для реализации ДПР необходимо превышение плазменной частоты над гирочастотой. В области генерации декаметрового радиоизлучения Юпитера для электронов выполняется обратное неравенство, там гирочастота электронов существенно превышает их плазменную частоту, $\omega_{Be} \gg \omega_{pe}$. Для ионов, в силу их большой массы, выполняется обратное неравенство, $\omega_{Bi} \ll \omega_{pi}$ и возможна реализация ДПР на гармониках ионной гирочастоты. Для ионов условие ДПР имеет вид (Шапошников и др., 2018)

$$\omega_{LH} = \sqrt{\frac{\omega_{Bi}^2 + \omega_{pi}^2}{1 + \omega_{pe}^2/\omega_{Be}^2}} \approx \sqrt{\omega_{Bi}^2 + \omega_{pi}^2} \approx l\omega_{Bi}. \quad (1)$$

Здесь и выше $\omega_{p\alpha} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N}{m_\alpha}}$ и $\omega_{B\alpha} = \frac{eB}{m_\alpha c}$ — плазменная и циклотронная частота электронов ($\alpha = e$) или

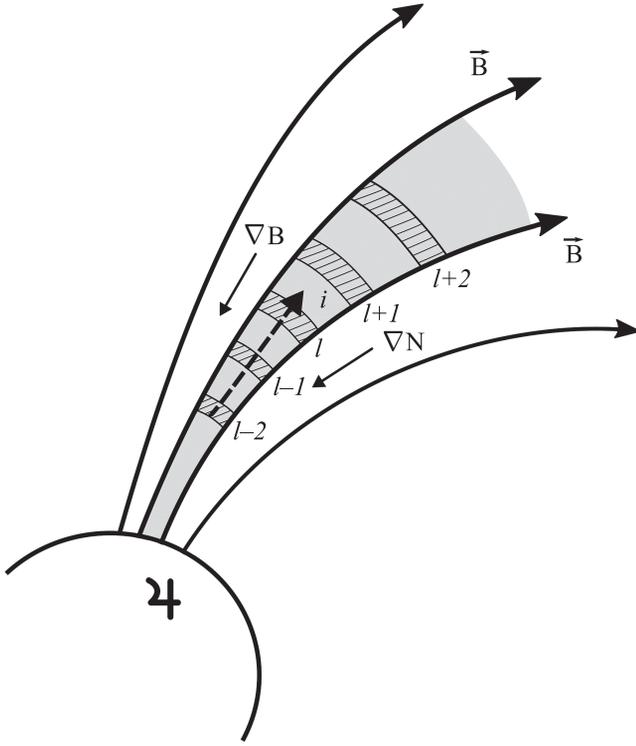


Рис. 2. Схематическое изображение источника излучения с квазигармонической структурой. Области ДПР, где, благодаря неустойчивости, возбуждаются ионные циклотронные волны, обозначены штриховкой.

ионов ($\alpha = i$) соответственно, l — номер циклотронной гармоники, N и B соответственно концентрация плазмы и величина магнитного поля в области генерации, m_α — масса электрона ($\alpha = e$) или протона ($\alpha = i$), e — величина, численно равная заряду электрона, c — скорость света. Наблюдаемое электромагнитное излучение возникает благодаря рассеянию возбужденных ионных циклотронных волн потоками горячих электронов (Шапошников и др., 2018). При этом конверсия происходит в необыкновенные электромагнитные волны в интервал частот вблизи электронной локальной гирочастоты, где их показатель преломления (n_x) много меньше единицы. Последнее обеспечивает, во-первых, пренебрежимо малое уширение частотного спектра при конверсии и, во-вторых, существенно больший спектральный поток электромагнитного излучения в области частот, $n_x \ll 1$, по сравнению с остальной частью спектра, где $n_x \sim 1$ (см. для деталей Шапошников и др., 2018). Многополосность динамического спектра обусловлена тем обстоятельством, что в плазме с неоднородным распределением магнитного поля и концентрации частиц условие ДПР (1) выполняется для различных гармоник в пространственно разнесенных областях (рис. 2).

В модели источника с квазигармонической структурой спектра излучения номер гармоники, на ко-

тором реализуется эффект ДПР, является свободным параметром. Накладывается условие только на число гармоник, которое должно соответствовать числу наблюдаемых полос излучения на динамическом спектре. Другим свободным параметром в обсуждаемой модели является энергия излучающих ионов. Необходимо только, чтобы их концентрация была много меньше концентрации основной плазмы, а характерная скорость много больше тепловой скорости ионов плазмы. При этих условиях излучающие частицы не влияют на дисперсионные свойства плазмы, а поглощение волн частицами основной плазмы пренебрежимо мало. Размер области генерации вдоль магнитного поля диктуется частотным интервалом, в котором наблюдаются полосы излучения, и характерными масштабами изменения магнитного поля и концентрации плазмы. В случае спектра, представленного на рис. 1, в предположении о дипольном характере магнитного поля характерный размер источника составляет примерно 2×10^8 см.

Плазма, заполняющая источник излучения с “зебра”-структурой состоит из равновесной компоненты и небольшой примеси неравновесных ионов с функцией распределения типа “конус потерь”¹

$$f(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \sum_{\alpha=0}^1 f_{\alpha}(v_{\parallel}, v_{\perp}), \quad (2)$$

где v_{\parallel} и v_{\perp} — продольная и поперечная относительно направления магнитного поля планеты компоненты скорости ионов, $f_0(v_{\parallel}, v_{\perp})$ — функция распределения по скоростям равновесной компоненты плазмы

$$f_0(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{N_0}{(\sqrt{2\pi})^3 v_T^3} \exp\left(-\frac{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}{2v_T^2}\right), \quad (3)$$

v_T — тепловая скорость равновесных ионов, N_0 — их концентрация, $f_1(v_{\parallel}, v_{\perp})$ — функция распределения ионов, генерирующих ионно-циклотронные волны

$$f_1(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{N_1 v_{\perp}^2}{2(\sqrt{2\pi})^3 a_1^3} \exp\left(-\frac{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}{2a_1^2}\right). \quad (4)$$

Функция (4) описывает распределение с дефицитом частиц с малыми поперечными относительно магнитного поля скоростями, с максимумом при поперечной скорости $v_{\perp} \approx a_1$, нулевой скоростью вдоль магнитного поля $v_{\parallel} \approx 0$ и дисперсией a_1 . Концентрация генерирующих ионов N_1 много меньше концентрации равновесных ионов, $N_1 \ll N_0$, а характерная скорость a_1 много больше тепловой, $a_1 \gg v_T$. В этих условиях неравновесные ионы не влияют на дисперсионные свойства волн, а поглощением возбужденных ионных циклотронных волн равновесными частицами можно пренебречь.

¹ При условии $\omega_{pe} \ll \omega_{Be}$ вкладом неравновесных электронов в процесс возбуждения ионных циклотронных волн можно пренебречь (Шапошников и др., 2018).

В равновесной плазме с примесью неравновесных частиц с функциями распределения, соответственно, (3) и (4) инкремент неустойчивости для продольных ионных циклотронных волн можно получить из равенства

$$\epsilon_{\parallel}^{(0)} + \epsilon_{\parallel}^{(1)} = 0, \quad (5)$$

где $\epsilon_{\parallel}^{(0)}$ и $\epsilon_{\parallel}^{(1)}$ — продольные по отношению к направлению магнитного поля компоненты тензора диэлектрической проницаемости, обусловленные равновесными ($\epsilon_{\parallel}^{(0)}$) и неравновесными ($\epsilon_{\parallel}^{(1)}$) частицами. Принимая во внимание (5), неравенства $N_1 \ll N_0$ и $a_1 \gg v_T$, инкремент неустойчивости ионных циклотронных волн можно записать следующим образом (Шапошников и др., 2018):

$$\gamma = - \frac{\text{Im} \epsilon_{\parallel}^{(1)}}{\left[\frac{\partial \epsilon_{\parallel}^{(0)}}{\partial \omega} \right]_{\epsilon_{\parallel}^{(0)}=0}}, \quad (6)$$

где

$$\text{Im} \epsilon_{\parallel}^{(1)} = - \frac{2\pi^2}{k^2} \omega_1^2 \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dv_{\parallel} \int_0^{+\infty} dv_{\perp} J_l^2 \times \\ \times \left(\frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\omega_{\text{Bi}}} \right) \left(k_{\parallel} v_{\perp} \frac{\partial f_1(v_{\parallel}, v_{\perp})}{\partial v_{\parallel}} + l \omega_{\text{Bi}} \frac{\partial f_1(v_{\parallel}, v_{\perp})}{\partial v_{\perp}} \right) \times \\ \times \delta(\omega - l \omega_{\text{Bi}} - k_{\parallel} v_{\parallel}), \quad (7)$$

$J_l \left(\frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\omega_{\text{Bi}}} \right)$ — функция Бесселя порядка l ,

$\omega_1 = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N_1}{m_i}}$. В равновесной плазме производная $\left[\frac{\partial \epsilon_{\parallel}^{(0)}}{\partial \omega} \right]_{\epsilon_{\parallel}^{(0)}=0}$, стоящая в знаменателе (6),

всегда положительна, и знак инкремента γ определяется знаком числителя, т.е. мнимой частью диэлектрической проницаемости $\text{Im} \epsilon_{\parallel}^{(1)}$. Таким образом, из (6) следует, что неустойчивость циклотронных волн (инкремент $\gamma > 0$) возникает при $\text{Im} \epsilon_{\parallel}^{(1)} < 0$. Подставляя в (7) функцию (4) для волн из частотного диапазона $(l \omega_{\text{Bi}}, (l+1) \omega_{\text{Bi}})$, получаем выражение для мнимой части диэлектрической проницаемости $\text{Im} \epsilon_{\parallel}^{(1)}$ (Шапошников и др., 2018):

$$\text{Im} \epsilon_{\parallel}^{(1)} \simeq \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_1^2 \omega_{\text{Bi}}}{k^2 k_{\parallel}} \left\{ l \exp(-Z_{1,l}^2) \left[\delta_l \varphi_l(\xi_1) + \right. \right. \\ \left. \left. + (\delta_l + 1) \xi_1 \varphi'_l(\xi_1) \right] + (l+1) \exp(-Z_{1,l+1}^2) \times \right. \\ \left. \times \left[\delta_{l+1} \varphi_{l+1}(\xi_1) + (\delta_{l+1} + 1) \xi_1 \varphi'_{l+1}(\xi_1) \right] \right\}. \quad (8)$$

В (8) $\varphi_l(\xi_1) = \exp(-\xi_1) I_l(\xi_1)$, $I_l(\xi_1)$ — модифицированная функция Бесселя порядка l ,

$$\xi_1 = \frac{k_{\perp}^2 a_1^2}{\omega_{\text{Bi}}^2}; \quad Z_{1,l} = \frac{\omega - l \omega_{\text{Bi}}}{\sqrt{2} k_{\parallel} a_1}; \quad \delta_l = \frac{\omega - l \omega_{\text{Bi}}}{l \omega_{\text{Bi}}}.$$

Как показано в работе Шапошников и др., (2018), инкремент циклотронной неустойчивости (6) достигает наибольшего значения в гибридной полосе², для волн с частотами, близкими к нижней границе полосы (рис. 3). При этом основной вклад в инкремент дает слагаемое, содержащее $\varphi'_l(\xi_1)$ в выражении (8), а максимум инкремента на фиксированной частоте достигается в направлении, определяемом соотношением

$$k_{\parallel}^{\text{max}} = \frac{\omega - l \omega_{\text{Bi}}}{a_1}. \quad (9)$$

В условиях, соответствующих максимальному инкременту, выражение для мнимой части $\text{Im} \epsilon_{\parallel}^{(1)}$ можно упростить:

$$\text{Im} \epsilon_{\parallel}^{(1)} \simeq \sqrt{\frac{\pi}{2e}} \frac{\omega_1^2 \omega}{\omega_{\text{Bi}}^2 (\omega - l \omega_{\text{Bi}})} \xi_1 \varphi'_l(\xi_1). \quad (10)$$

3. ФОРМИРОВАНИЕ “ВСПЛЕСКА В ПОГЛОЩЕНИИ”

Для того чтобы исследовать возможность формирования “всплесков в поглощении” в области генерации излучения с квазигармонической структурой, рассмотрим модельный источник, представляющий собой ограниченную по высоте область магнитосферы планеты (рис. 2), заполненную равновесной плазмой и примесью неравновесных частиц с функцией распределения типа “конус потерь”, отвечающих за генерацию ионных циклотронных волн благодаря эффекту ДПР. В эту область вдоль силовых линий магнитного поля инжектируется поток горячих ионов (пунктирная стрелка на рис. 2), который заполняет “конус потерь” функции, что приводит при определенных параметрах инжектируемого пучка к срыву неустойчивости, прекращению генерации ионных циклотронных волн и появлению “всплеска в поглощении”.

Для того чтобы определить условия, при которых происходит срыв циклотронной неустойчивости при инжекции ионного потока в источник, рассмотрим систему, состоящую из трех ионных компонент,

$$f(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \sum_{\alpha=0}^2 f_{\alpha}(v_{\parallel}, v_{\perp}). \quad (11)$$

Две из которых, $f_0(v_{\parallel}, v_{\perp})$ и $f_1(v_{\parallel}, v_{\perp})$, отвечают за формирование дисперсионных свойств среды и генерацию излучения с “зебра”-структурой (см. раздел 2, функции (3) и (4) соответственно). Третья компонента представляет собой инжектируемые в область генерации ионы с концентрацией $N_2 \ll N_0$. Вначале для простоты рассмотрим случай, когда в области, где происходит генерация одной из квазигармонических

²Полоса частот между соседними гармониками гирочастоты $l \omega_{\text{Bi}}$ и $(l+1) \omega_{\text{Bi}}$, содержащая частоту нижнего гибридного резонанса, называется гибридной полосой.

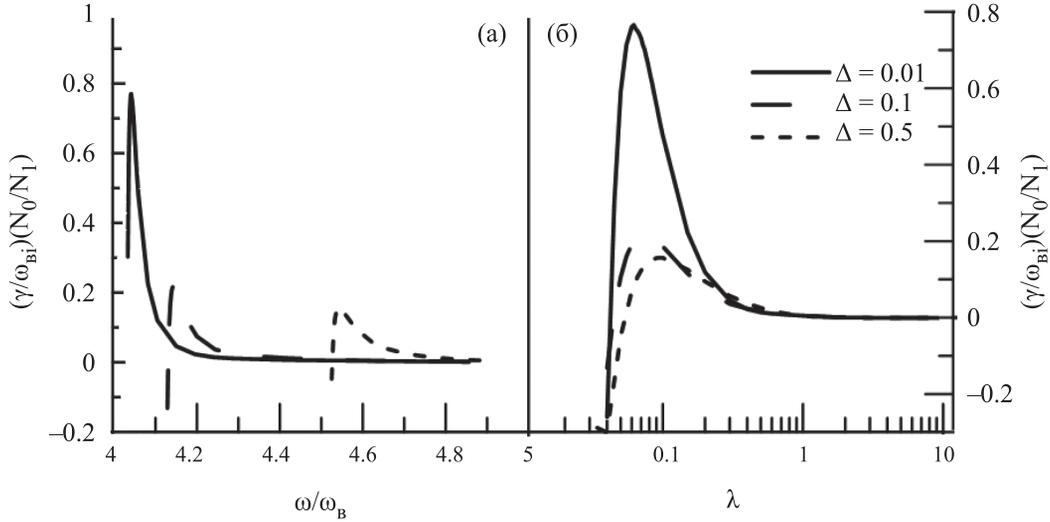


Рис. 3. Примеры зависимости инкремента циклотронной неустойчивости от частоты (а) и квадрата ортогонального волнового числа $\lambda = k_{\perp}^2 v_T^2 / \omega_{Bi}^2$ в гибридной полосе $(l, l + 1; l = 4)$ (б), Δ — отклонение частоты нижнего гибридного резонанса от нижней границы гибридной полосы.

полос (рис. 2), инжектированные горячие ионы имеют максвелловскую функцию распределения

$$f_2(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{N_2}{(\sqrt{2\pi})^3 a_2^3} \exp\left(-\frac{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}{2a_2^2}\right). \quad (12)$$

Небольшая концентрация инжектируемых ионов, $N_2 \ll N_0$, позволяет пренебречь влиянием этих ионов на дисперсионные свойства плазмы.

С учетом (11) дисперсионное соотношение для ионных циклотронных волн выглядит теперь следующим образом

$$\epsilon_{\parallel}^{(0)} + \epsilon_{\parallel}^{(1)} + \epsilon_{\parallel}^{(2)} = 0, \quad (13)$$

где $\epsilon_{\parallel}^{(2)}$ — продольная по отношению к направлению магнитного поля компонента тензора диэлектрической проницаемости, обусловленная горячими ионами $f_2(v_{\parallel}, v_{\perp})$. Принимая во внимание (12), инкремент неустойчивости ионных циклотронных волн в этом случае можно записать следующим образом

$$\gamma = -\frac{\text{Im} \epsilon_{\parallel}^{(1)} + \text{Im} \epsilon_{\parallel}^{(2)}}{\left[\frac{\partial \epsilon_{\parallel}^{(0)}}{\partial \omega}\right]_{\epsilon_{\parallel}^{(0)}=0}} \quad (14)$$

Как было отмечено в разделе 2, неустойчивость ионных циклотронных волн обусловлена отрицательным знаком числителя в (14), т.е. отрицательным знаком суммы мнимых частей диэлектрической прони-

цаемости $\text{Im} \epsilon_{\parallel}^{(1)} + \text{Im} \epsilon_{\parallel}^{(2)}$

$$\begin{aligned} \text{Im} \epsilon_{\parallel}^{(1)} + \text{Im} \epsilon_{\parallel}^{(2)} = & -\frac{2\pi^2}{k^2} \sum_{\alpha=1}^2 \omega_{\alpha}^2 \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dv_{\parallel} \times \\ & \times \int_0^{+\infty} dv_{\perp} J_l^2\left(\frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\omega_{Bi}}\right) \times \left(k_{\parallel} v_{\perp} \frac{\partial f_{\alpha}(v_{\parallel}, v_{\perp})}{\partial v_{\parallel}} + \right. \\ & \left. + l \omega_{Bi} \frac{\partial f_{\alpha}(v_{\parallel}, v_{\perp})}{\partial v_{\perp}}\right) \delta(\omega - l \omega_{Bi} - k_{\parallel} v_{\parallel}) < 0, \quad (15) \end{aligned}$$

где $\omega_2 = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N_2}{m_i}}$. Формирование “всплеска в поглощении” происходит в результате смены знака в (15) и прекращения генерации волн, обусловленной циклотронной неустойчивостью.

Подставив в (15) функцию распределения (12) и выражение для мнимой части $\text{Im} \epsilon_{\parallel}^{(1)}$ (10), получаем для волн с частотами, близкими к нижней границе гибридной полосы $\omega \approx l \omega_{Bi}$, и с волновыми векторами $k_{\parallel} \approx k_{\parallel}^{\max}$, соответствующими наибольшему значению инкремента, условие прекращения неустойчивости:

$$\frac{N_2}{N_1} > -\frac{1}{\sqrt{e}} \left(\frac{a_2}{a_1}\right)^3 \frac{\xi_1 \Phi'_l(\xi_1)}{\Phi_l(\xi_2)} \exp\left(\frac{a_1^2}{2a_2^2}\right). \quad (16)$$

В (16) $\xi_2 = k_{\perp}^2 a_2^2 / \omega_{Bi}^2$. Инкремент неустойчивости максимален при определенном значении ортогональной компоненты волнового вектора $k_{\perp} = k_{\perp}^{\max}$, которое зависит от характерной скорости излучающих ионов, a_1 (Шапошников и др., 2018). На рис. 3б приведен пример зависимости инкремента неустойчивости от ортогональной компоненты волнового вектора k_{\perp} , точнее, от относительной величины $\lambda = k_{\perp}^2 v_T^2 / \omega_{Bi}^2$, для скорости излучающих ионов

$a_1/v_T = 20$. Из этого рисунка следует, что инкремент максимален при $\lambda = \lambda^{\max} \approx 0.6$. Рассматривая a_1/v_T как параметр, условия срыва неустойчивости можно переписать следующим образом:

$$\frac{N_2}{N_1} > -\frac{1}{\sqrt{e}} \left(\frac{a_2}{a_1}\right)^3 \lambda^{\max} \frac{a_1^2}{v_T^2} \times \frac{\varphi'_l \left(\lambda^{\max} \frac{a_1^2}{v_T^2}\right)}{\varphi_l \left(\lambda^{\max} \frac{a_1^2}{v_T^2} \frac{a_2^2}{a_1^2}\right)} \exp\left(\frac{a_1^2}{2a_2^2}\right). \quad (17)$$

На рис. 4 для условий, соответствующих максимальному инкременту циклотронной неустойчивости, приведена зависимость граничной плотности инжектируемых ионов от отношения a_2/a_1 для трех значений параметра $a_1/v_T = 20; 10; 5$ (см. в этой связи Шапошников и др., 2018). При концентрациях, превышающих граничные значения, происходит срыв неустойчивости, прекращение генерации циклотронных волн и формирование “всплеска в поглощении”. Минимальное значение концентрации инжектируемых ионов, необходимое для срыва неустойчивости и возникновения “всплеска в поглощении”, слабо зависит от параметра a_1/v_T и примерно равно $N_2 = N_2^{\min} \approx 0.1N_1$ при отношении $a_2/a_1 = (a_2/a_1)^{\min} \approx 0.6$.

Посмотрим теперь, как влияет скорость инжектированного потока на условие срыва неустойчивости. Для этого рассмотрим ионы с функцией распределения по скоростям типа “смещенный максвелл”

$$f_2(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{N_2 v_{\perp}^2}{2(\sqrt{2\pi})^3 a_2^3} \exp\left(-\frac{(v_{\parallel} - v_0)^2 + v_{\perp}^2}{2a_2^2}\right). \quad (18)$$

В этом случае неравенство (17) принимает вид

$$\frac{N_2}{N_1} > -\frac{1}{\sqrt{e}} \left(\frac{a_2}{a_1}\right)^3 \lambda^{\max} \frac{a_1^2}{v_T^2} \frac{\varphi'_l \left(\lambda^{\max} \frac{a_1^2}{v_T^2}\right)}{\varphi_l \left(\lambda^{\max} \frac{a_1^2}{v_T^2} \frac{a_2^2}{a_1^2}\right)} \times \exp\left(\frac{a_1^2}{2a_2^2} \left(1 - \frac{v_0}{a_1}\right)^2\right). \quad (19)$$

На рис. 5 приведена зависимость граничной плотности инжектируемых ионов от отношения a_2/a_1 для различных значений скорости потока. Характерная скорость излучающих ионов взята для определенности $a_1/v_T = 20$. Как и на рис. 4, срыв неустойчивости происходит при концентрациях инжектируемых ионов, превышающих граничные значения. Из этого рисунка следует, что в интервале скоростей, меньших характерной скорости излучающих ионов, $v_0 \leq a_1$, увеличение скорости потока снижает требование к плотности потока, необходимой для формирования “всплесков в поглощении”, а в области скоростей $v_0 > a_1$ с увеличением скорости растет и

необходимая плотность. Так, например, при трехкратном превышении скорости потока над характерной скоростью излучающих ионов, $v_0/a_1 = 3$, плотность ионов в потоке должна составлять значительную долю от плотности излучающих ионов $N_2/N_1 \geq 0.7$, чтобы прекратить генерацию излучения.

Из рис. 1 следует, что, начиная с определенной высоты, соответствующей локальной гирочастоте электронов $f_{Be} = 2\pi\omega_{Be} \approx 25$ МГц, инжектированные ионы уже не влияют на генерацию излучения. Причиной этому может быть либо уширение, т.е. увеличение a_2 , функции распределения по скоростям f_2 , либо пространственное расплывание ионного потока, т.е. уменьшение плотности N_2 , по мере распространения. В обоих случаях, показанных на рис. 4 и 5, происходит переход из области поглощения в область неустойчивости. Для неизлучающих ионов, уширение функции распределения по скоростям происходит благодаря столкновениям инжектированных ионов с ионами фоновой плазмы (Кролл, Трайвелпис, 1975). Однако оценки показывают, что этот процесс несущественен. При разумной величине плотности фоновой плазмы N_0 характерное время расплывания потока из-за столкновений оказывается на несколько порядков больше времен, характеризующих “всплески в поглощении”. Пространственное расплывание потока инжектированных ионов по мере его распространения в источнике вдоль магнитного поля происходит из-за разброса ионов в потоке по скоростям.

В пренебрежении столкновениями, изменение функции распределения инжектированных ионов при их распространении вдоль магнитного поля описывается уравнением

$$\frac{\partial f_2}{\partial t} + v_{\parallel} \frac{\partial f_2}{\partial x} = 0. \quad (20)$$

Здесь x — координата вдоль силовой линии магнитного поля. Решая это уравнение, нетрудно получить, что функция f_2 зависит от времени и координаты по закону $x - v_{\parallel}t$. Возьмем для простоты функцию, описывающую пространственное распределение ионов на нижней границе источника излучения в виде $\exp(-x^2/2\Delta l_b^2)$, а функцию распределения по скоростям в виде (12). В этом случае функции распределения ионов в потоке в некоторой точке источника x и в момент времени t будет иметь вид

$$f_2(v_{\parallel}, v_{\perp}, x, t) = \frac{N_{2,0}}{(\sqrt{2\pi})^3 a_2^3} \times \exp\left(-\frac{(x - v_{\parallel}t)^2}{2\Delta l_b^2}\right) \exp\left(-\frac{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}{2a_2^2}\right). \quad (21)$$

В (21) $N_{2,0}$ — плотность инжектированных ионов на нижней границе источника излучения. Проинтегрировав выражение (21) по скоростям, получим выражение, описывающее изменение плотности ионов в потоке по мере его распространения вдоль магнитного

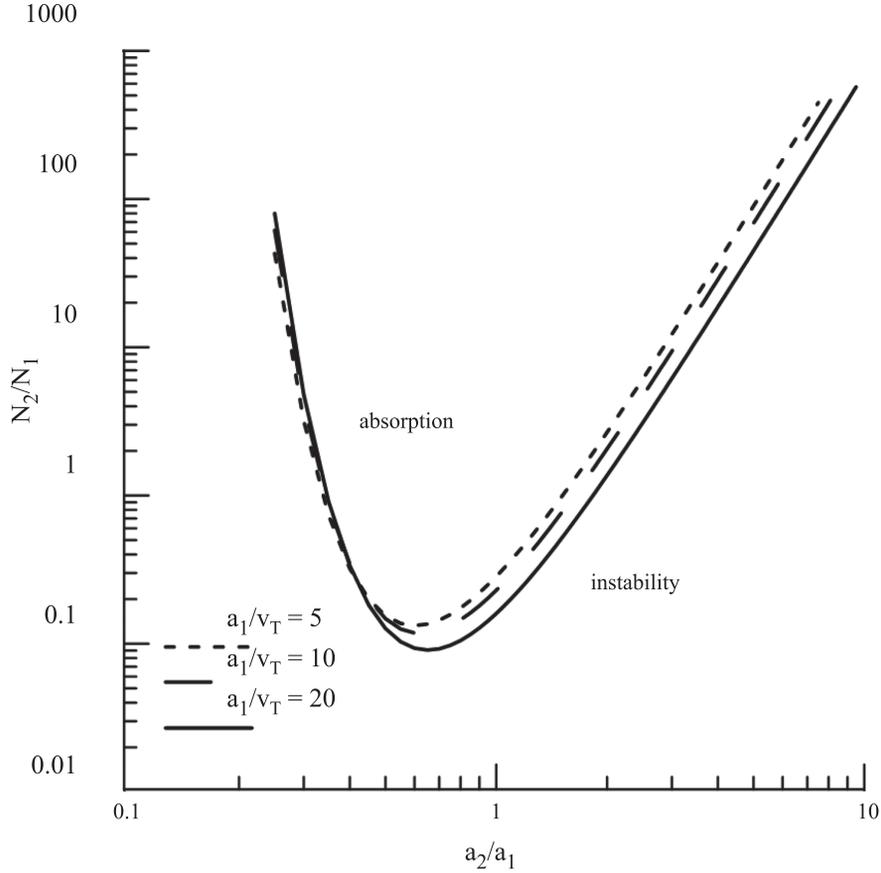


Рис. 4. Зависимость граничной плотности инжектируемых ионов от отношения a_2/a_1 для трех значений параметра $a_1/v_T = 20; 10; 5$.

поля,

$$N_2(x, t) = \frac{N_{2,0}}{\sqrt{1 + \left(\frac{ta_2}{\Delta l_b}\right)^2}} \times \exp\left(-\frac{\left(\frac{x}{\Delta l_b}\right)^2}{2\left(1 + \left(\frac{ta_2}{\Delta l_b}\right)^2\right)}\right). \quad (22)$$

С учетом (22) условие прекращения циклотронной неустойчивости и формирования “всплеска в поглощении” принимает вид

$$\frac{N_{2,0}}{N_1} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{ta_2}{\Delta l_b}\right)^2}} \exp\left(-\frac{\left(\frac{x}{\Delta l_b}\right)^2}{2\left(1 + \left(\frac{ta_2}{\Delta l_b}\right)^2\right)}\right) > -\frac{1}{\sqrt{e}} \left(\frac{a_2}{a_1}\right)^3 \frac{\xi_1 \Phi'_l(\xi_1)}{\Phi_l(\xi_2)} \exp\left(\frac{a_1^2}{2a_2^2}\right). \quad (23)$$

Из (23) следует, что по мере распространения потока ионов левая часть неравенства убывает и, начиная с

некоторой высоты, условие формирования “всплеска в поглощении” нарушается, что мы и наблюдаем на динамическом спектре, представленном на рис. 1. Высота, на которой инжектированный пучок ионов перестает влиять на генерацию излучения с квазигармонической структурой, зависит от параметров инжектированных ионов.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Как показало проведенное в работе исследование, потоки быстрых ионов, инжектированные в источник излучения с квазигармонической структурой, генерация в котором происходит благодаря неустойчивости на ионных циклотронных гармониках при двойном плазменном резонансе, могут приводить к срыву неустойчивости и формированию на динамическом спектре “всплесков в поглощении”. Было показано, что наименьшие требования к концентрации инжектируемых ионов для возникновения “всплесков в поглощении” реализуются, когда скорость потока близка к характерной скорости излучающих ионов, $v_0 \approx a_1$. Нарушение этого условия приводит к увеличению концентрации частиц потока, необходимой

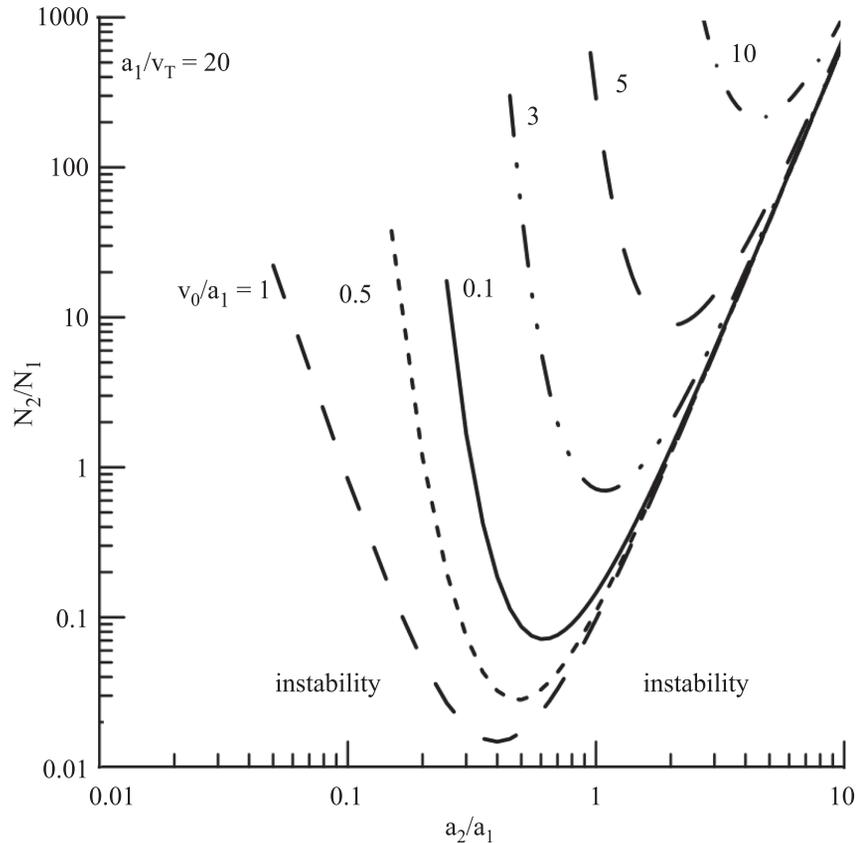


Рис. 5. Зависимость граничной плотности инжектируемых ионов от отношения a_2/a_1 для различных значений скорости потока v_0 и скорости излучающих ионов $a_1/v_T = 20$.

для формирования “всплесков в поглощении”.

В модели источника излучения с квазигармонической структурой, основанной на эффекте двойного плазменного резонанса, скорость излучающих ионов является свободным параметром. Появление на фоне излучения с такой структурой дрейфующих по частоте “всплесков в поглощении” позволяет оценить величину этой скорости. Возможны две причины возникновения частотного дрейфа. Дрейф может быть обусловлен движением инжектированных ионов вдоль силовых линий магнитного поля в область с более слабым магнитным полем. Другая возможность связана с групповым запаздыванием электромагнитных волн с малым показателем преломления, в которые конвертируются возбуждаемые в источнике циклотронные волны (см. в этой связи Шапошников и др., 2018). В предположении о дипольном характере магнитного поля в источнике, наблюдаемый частотный дрейф $df/dt \approx 4$ МГц/с соответствует скорости потока ионов $v_b \geq 2 \times 10^8$ см/с (энергия ионов $E \geq 20$ кэВ). В случае группового запаздывания скорость потока может быть и больше. Исследование причин частотного дрейфа лежит за рамками данной работы. Заметим только, что в пользу второй возможности говорит

тот факт, что величина частотного дрейфа примерно одинакова для всех “всплесков в поглощении”, существующих на обсуждаемом динамическом спектре.

Продольный размер потока (вдоль силовых линий магнитного поля) можно оценить, если примем, что длительность “всплеска в поглощении” на фиксированной частоте f , равная $\Delta_f \approx 0.15$ с, соответствует времени прохождения потоком слоя, где эта частота f соответствует локальной электронной гирочастоте, $f \approx f_{Be}$, и выполнено условие двойного плазменного резонанса для соответствующей ионной гирогармоники. Полагая скорость потока $v_0 \geq 2 \times 10^8$ см/с, получаем следующую оценку характерного размера потока $\Delta l_b \geq 3 \times 10^7$ см.

Воспользовавшись формулой (23), можно оценить минимальную плотность потока на нижней границе источника, которая может обеспечить частотный интервал, занимаемый “всплеском в поглощении”, представленном на рис. 1. В предположении о дипольном характере магнитного поля, наблюдаемый частотный интервал “всплеска в поглощении” соответствует пространственному интервалу $\Delta l_{ab} \approx 1,4 \times 10^8$ см. Заметим, что величина Δl_{ab} находится в хорошем соответствии с расстоянием $\Delta l_t \approx 1.6 \times 10^8$ см,

которое проходят ионы со скоростью $v_0 \approx 2 \times 10^8$ см/с за время жизни “всплеска в поглощении” $t_{ab} \approx 0.8$ с. Это расстояние Δl_t соответствует координате $x \approx \Delta l_t$ в (23). Для ионов с максвелловской функцией распределения по скоростям (12) $v_0 \approx a_2$. Подставляя в (23) $a_2 = 2 \times 10^8$ см; $\Delta l_b = 3 \times 10^7$ см; $t_{ab} = 0.8$ с и принимая во внимание, что минимальное значение правой части неравенства (23) примерно равно 0.1 при $(a_2/a_1)^{\min} \approx 0.6$, получаем следующую оценку минимальной плотности потока на нижней границе источника $N_{2,0} \approx 0.8N_1$, необходимой для формирования “всплеска в поглощении”.

В настоящей работе вопрос о формировании потоков энергичных ионов, инжектируемых в область генерации декаметрового радиоизлучения с квазигармонической структурой и формирующих “всплески в поглощении”, лежит вне рамок предлагаемой модели. Можно утверждать, что механизм ускорения заряженных частиц связан с процессами, происходящими в электродинамической цепи спутник Ио-ионосфера Юпитера. Дело в том, что обсуждаемый в работе всплеск излучения, был зарегистрирован от Ио-связанного источника (в этом названии отражен тот факт, что появление Ио-связанного излучения коррелирует с положением спутника Ио на его орбите). Потоки ускоренных частиц, с одной стороны могут сами являться источниками излучения, а с другой — могут прекращать генерацию других частиц, имеющих неустойчивую функцию распределения по скоростям, например, заполняя ее “конус потерь”. Один из возможных и наиболее широко обсуждаемый в литературе сценариев связан с альфвеновскими волнами в электродинамической цепи Ио-Юпитер. Заметим, что хорошо разработанной теории формирования потоков заряженных частиц, ответственных за генерацию декаметрового радиоизлучения во всех его проявлениях, пока не существует. Этот сценарий заключается в следующем. Ио при своем движении относительно магнитного поля планеты возбуждает альфвеновские волны, электрическое поле которых ускоряет заряженные частицы, генерирующие декаметровое радиоизлучение. Ускорение, возможно, происходит либо в магнитосфере планеты между Ио и ионосферой Юпитера (Хесс и др., 2007), либо в ионосфере планеты в области ионосферного

альфвеновского резонатора, предположительно существующего в верхней ионосфере. Как показали расчеты (Эргун и др., 2006) временные характеристики резонатора (периоды возбуждаемых в резонаторе альфвеновских колебаний) близки характерным периодам повторения S-всплесков (S-всплески — декаметровое радиоизлучение Юпитера, появляемость которого коррелирована с положением спутника Ио на его орбите) и обсуждаемых “всплесков в поглощении”.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 20-12-00268-П). Автор благодарит В.В. Зайцева за полезное и плодотворное обсуждение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гопалсвами (N. Gopalswamy), Earth, Moon, and Planets **35**, 93 (1986).
2. Зайцев, Степанов (V.V. Zaitsev and A.B. Stepanov), Astron. Astrophys. **45**, 135 (1975).
3. Зайцев и др. (V.V. Zaitsev, E.Y. Zlotnik, and V.E. Shaposhnikov), Astron. Astrophys. **169**, 345 (1986).
4. Зарка (P. Zarka) J. Geophys. Res. **55**, 598 (2007).
5. Кошида и др. (T. Koshida, T. Ono, M. Iizima, et al.), J. Geophys. Res. **115**, A01202 (2010).
6. Кролл Н., Трайвелпис А. Основы физики плазмы (М: Мир, 1975).
7. Литвиненко и др. (G.V. Litvinenko, A. Lecacheux, H.O. Rucker, et al.), Astron. Astrophys. **493**, 651 (2009).
8. Литвиненко и др. (G.V. Litvinenko, V.E. Shaposhnikov, A.A. Konovalenko, et al.), Icarus **272**, 80 (2016).
9. Панченко и др. (M. Panchenko, S. Ročer, H.O. Rucker, et al.), Astron. Astrophys. **610**, A69 (2016).
10. Риихимаа и др. (J.J. Riihimaa, T.D. Carr, R.S. Flagg, et al.), Icarus **48**, 298 (1981).
11. Слотье (C. Slottje), Solar Phys, **25**, 210 (1972).
12. Хесс и др. (S. Hess, F. Mottez, and P. Zarka), J. Geophys. Res. **112**, A11212, (2007).
13. Шапошников и др. (V.E. Shaposhnikov, V.V. Zaitsev, and G.V. Litvinenko), J. Geophys. Res. **123**, 93905 (2018).
14. Шапошников и др. (V.E. Shaposhnikov, G.V. Litvinenko, V.V. Zaitsev, et al.), Astron. Astrophys. **645**, A31 (2021).
15. Эргун и др. (R.E. Ergun, Y.-J. Su, L. Andersson, et al.), J. Geophys. Res. **111**, A06212 (2006).

