СОДЕРЖАНИЕ

_

Том 99, номер 5, 2022

Двойные скопления: теория и наблюдения	
С. В. Верещагин, А. В. Тутуков, Н. В. Чупина, Е. С. Постникова, М. Д. Сизова	355
Ограничение на количество первичных черных дыр из-за взаимодействия с пылью	
А. Н. Мелихов, Е. В. Михеева	382
Вспышки светимости в протопланетных дисках: трехфазная астрохимическая модель	
Е.В.Борщева, Д.З.Вибе	389
Изменения орбитального периода затменно-двойной системы W Del	
А. И. Халиуллина	417
Нестабильность в системе удаленной POST-AGB звезды LS III +52°24 (IRAS 22023+5249)	
В. Г. Клочкова, А. С. Мирошниченко, В. Е. Панчук, Н. С. Таволжанская, М. В. Юшкин	428

ДВОЙНЫЕ СКОПЛЕНИЯ: ТЕОРИЯ И НАБЛЮДЕНИЯ

© 2022 г. С. В. Верещагин^{1, *}, А. В. Тутуков¹, Н. В. Чупина¹, Е. С. Постникова¹, М. Д. Сизова¹

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

**E-mail: svvs@ya.ru* Поступила в редакцию 12.08.2021 г. После доработки 24.12.2021 г. Принята к публикации 21.02.2022 г.

Цель работы — поиск тесных двойных гравитационно-связанных пар рассеянных звездных скоплений (ТДРС). Мы разделили наблюдаемые пары скоплений на визуально двойные (ВДРС) и тесные пары ТДРС. Тесные пары — это физически связанные скопления, расстояния между ними составляют не более 7 пк. К ним отнесены пары скоплений, расстояния между которыми и относительные скорости допускают гравитационную связанность их членов в двойные системы. Анализ современных каталогов рассеянных звездных скоплений позволил отобрать потенциально физически связанные пары. В настоящей работе представлен каталог, содержащий более 400 пар ВДРС и ТДРС. Многие из этих пар выделены впервые. По нашим данным наиболее перспективными для более детального исследования являются три ТДРС: 1) NGC 3590, Hogg 12; 2) ASCC 19, UBC17 a; 3) Gulliver 6, UBC 17b.

Ключевые слова: галактики, рассеянные звездные скопления, двойные скопления **DOI:** 10.31857/S0004629922060068

1. ВВЕДЕНИЕ

Прежде всего, чем интересны двойные скопления? Обратимся сначала к двойным звездам, для которых картина эволюции исторически была построена раньше. Оказалось, что исследование эволюции тесных двойных звезд позволило со временем превратить их в эффективный инструмент исследования одиночных звезд, благодаря тому, что в ходе эволюции компоненты двойных систем взаимодействуют между собой. В ходе эволюции звезды в тесных двойных системах демонстрируют свою структуру. Таким образом, всестороннее изучение тесных двойных звезд привело к тому, что они стали классическим инструментом изучения структуры и эволюции одиночных звезд. По наблюдаемым орбитальным периодам компонент в двойных системах, в частности, надежно определяются их массы. Поэтому мы надеемся, что изучение двойных звездных скоплений (прежде всего тесных двойных рассеянных скоплений, ТДРС) позволит глубже понять обстоятельства их возникновения, а также улучшить понимание эволюции одиночных скоплений.

В середине прошлого века В. Амбарцумян, Б. Маркарян и А. Блау установили, что звезды диска нашей Галактики образуются в звездных ОВ ассоциациях с размерами порядка толщины галактического газового диска, равной 100–200 пк [1]. Предшественниками OB ассоциаций являются гигантские молекулярные облака (ГМО) с массами 10^5-10^6 масс Солнца и указанными выше размерами [1, 2]. По современным данным [2] на основании данных оптических исследований газопылевых комплексов в галактиках приводится оценка размеров ГМО, также составляющая 100– 200 пк. Размеры наблюдаемых OB ассоциаций могут превышать эту величину за счет расширения области ГМО, из которой они образовались. Эти облака структурированы на протоскопления с массами порядка 10^3 масс Солнца.

По мере роста числа массивных звезд в молодом скоплении за счет их звездного ветра и ионизации ими водорода происходит потеря газа молодым скоплением. Уменьшение массы приводит к разрушению большинства только что образовавшихся скоплений [1]. Молодые звезды распавшихся скоплений формируют непрерывный звездный фон OB ассоциаций [1, 3]. Таким образом, для звездных скоплений мы различаем "родство" двух типов. Оно зависит от расстояния между скоплениями δR , разности их пространственных скоростей δV (иногда для простоты мы используем разности их лучевых скоростей δRV) и отношения возрастов $\delta \lg t$. К первому типу тесных двойных гравитационно-связанных пар рассеянных звездных скоплений (ТДРС) мы относим пары скоплений с $\delta R \le 7$ пк, $\delta v < 1$ км/с и $\delta \lg t < 0.3$. Первые два условия обеспечивают гравитационную связь членов пары за счет нахождения их в своей полости Роша при взаимодействии с гравитацией Галактики. Третье условие допускает одновременность образования членов пары с учетом, конечно, неизбежных неопределенностей определения их возрастов.

Другой, наиболее распространенный класс скоплений – визуально двойные рассеянные скопления (ВДРС). Если расстояния между центрами двух молодых скоплений менее ~100 пс (при возрастах менее ~10⁸ лет [1, 4]), то они с большой вероятностью были рождены в одной OB ассоциации. Для этих скоплений $\delta R < 100$ пк, $\delta V < 10$ км/с и $\delta \lg t < 0.3$. Указанные условия "гарантируют" одновременность образования ВДРС в пределах одной OB ассоциации. Члены ВДРС, хотя и появились, вероятно, в одной OB ассоциации, не связаны гравитационными силами, ибо характерный размер полости Роша рассеянного звездного скопления с массой около $10^3 M_{\odot}$ в поле гравитации Галактики ~ 7 пк. Со временем OB ас-

социации превращаются в звездный поток.

Целью нашей работы является поиск надежных ТДРС для продолжения более детального их исследования. Отметим, что мы рассматриваем лишь рассеянные звездные скопления (P3C). Мы провели поиск пар и анализ указанных выше условий связей между основными параметрами различных пар скоплений. Для этого по опубликованным данным, включая результаты по данным КА Gaia, составлен компилятивный каталог двойных РЗС (Раздел 2 и Раздел 3) и рассмотрена взаимосвязь параметров $\delta V - \delta R$, по которой хорошо видно разделение двойных скоплений на типы (Раздел 4). Для шаровых скоплений поиск тесных пар также интересен, но выходит за рамки нашей работы.

2. ДВОЙНЫЕ СКОПЛЕНИЯ

2.1. Звездное скопление h и χ Персея

Хорошо известное звездное скопление h и χ Персея (NGC 869 и NGC 884) выглядит на небе как двойное скопление. Оно давно и активно исследуется (например, Мессов и Шорр (1913) [5], Остерхофф (1937) [6]). Долгое время h и χ Персея было единственным известным двойным скоплением. Согласно [7] h Per (NGC869) и χ Per (NGC884) – яркие и богатые рассеянные скопления. Они расположены на расстоянии 2344⁺⁸⁸₋₈₅ пк от Солнца (Диас и др. [8–10]). Оценка их возрастов составляет около 12.6–14.0 млн. лет [9]. К настоящему времени обнаружены свидетельства единства этой пары. Возраст, определенный по наблюдениям отдельных звезд, для этих скоплений почти одинаков и составляет около 12.8 миллионов лет, Слесник и Хилленбранд [11]. Кроме того, не менее важно, они имеют близкие лучевые скорости. Спектры скоплений демонстрируют, что NGC 869 приближается к Земле со скоростью 39 км/с, а NGC 884 – 38 км/с, Харченко и др. [12] и -38.9 ± 1.9 и -44.69 ± 0.73 соответственно по данным [13]. В пользу физической двойственности h и χ Персея свидетельствует общее массивное звездное гало вокруг них, включающее до 2 × $\times 10^4$ масс Солнца [9, 14]. Область гало может выходить далеко за пределы 30 угловых минут [9], что примерно в 6-8 раз превышает радиус каждого из их ядер. Кинематический анализ показывает, что гало, похоже, испытывало приливное влияние Галактики [16]. Расстояние между скоплениями 145 пк, поэтому пара не попала в наше рассмотрение как ТДРС. Она может служить примером ВДРС.

Для гравитационной связи компонентов этой пары в поле гравитации Галактики их масса должна быть ~ $4 \times 10^6 M_{\odot}$. Их масса почти в сто раз меньше, что исключает их гравитационную связь, оставляя реальную возможность одновременного образования в одной ОВ ассоциации.

В недавней работе [15] приведены результаты детального отбора звезд, входящих в состав этих скоплений. Использованы различные критерии, включая собственные движения, параллаксы, а фотометрические также параметры. Всего 2186 звезд были идентифицированы как их члены. Интересными объектами являются длинные вытянутые нитевидные звездные субструктуры S1 и S2 [15]. Их размеры составляют до 200 пк. Тангенциальные скорости этих субструктур свидетельствуют, что они, скорее всего, являются остатками первичной ОВ ассоциации, а не звездным потоком, разрушенным приливами ядер скоплений. Подобные субструктуры (другое название – линейные цепочки скоплений) классифицированы в [16]. Характерные размеры потоков составляют от 10 до 30 пк. Отметим, что связь между двойным скоплением и соседней ОВ ассоциацией Perseus OB1 ([17]) все еще неясна из-за ограниченных данных наблюдений. Функция масс и сегрегация звезд различных масс в h и χ Персея изучались во многих работах (например, [9, 11, 18, 19]). Модели формирования и ранней динамической эволюции этих скоплений обнаружили свидетельства о единой эпохе звездообразования этого двойного скопления [11]. Авторы [18] утверждают, что обнаружили убедительные доказательства сегрегации масс в h Персея, но не в χ Персея. То есть, близкие массы и одновременность возникновения не лишили эти скопления

индивидуальности. Вероятно, как уже говорилось, члены этой пары возникли в одной OB ассоциации.

2.2. Оценка числа двойных скоплений в Галактике, причина их редкости

Рассмотрим условия образования рассеянных скоплений и причины редкости ТДРС систем среди них. На фронте спиральной волны Галактики ее газовый компонент делится на гигантские молекулярные облака с массами $\sim 10^5 - 10^6 M_{\odot}$ и размерами порядка толщины газового диска Галактики. Примечательно, что размеры гигантских молекулярных облаков (R_{cloud}) коррелируют с их массами M_{cloud} (Ларсон [20], Тутуков и др. [21]). Корреляция хорошо аппроксимируется выражением $M_{\rm cloud} \cong 0.2 R_{\rm cloud}^2$ (система сгс) или $R_{\rm cloud}$ (пк) ~ $(M_{\rm cloud}/M_{\odot})^{1/2}$. Радиусы звездных скоплений имеют приблизительно такие же размеры согласно соотношению R (пк) \approx $\approx 0.03 (M_{
m cl}/M_{\odot})^{1/2}$. Это означает, что при образовании звездного скопления коллапс ГМО происходит не столь "глубоко", как коллапс при образовании двойных звезд. Иными словами, сопоставимость размеров исходного ГМО И скопления исключает, как правило, образование ТДРС при коллапсе ГМО.

Другое обстоятельство, позволяющее оценить шансы на образование двойных звездных скоплений, связано с условием гравитационной связи двойного скопления в системе "двойное скопление — Галактика". Радиус полости Роша двойного звездного скопления в поле гравитации Галактики равен:

$$R_R \cong 0.4 (2m/M_{\rm Gal})^{1/3} R \, \mathrm{\pi k}, \tag{1}$$

где m — масса скопления, M_{Gal} — масса Галактики в пределах ее радиуса R. Однако, если мы возьмем суммарную массу двойного скопления равной $2m = 10^3 M_{\odot}$ и $M_{\text{Gal}} = 10^{11} M_{\odot}$, то из (1) получим $R_R \approx 7$ пк. То есть, R_R может в несколько раз превосходить размеры самих скоплений. Таким образом, появляется шанс для рождения и существования ТДРС.

Главное обстоятельство, препятствующее существованию кратных гравитационно-связанных скоплений — распад большинства (до ~95%) возникающих скоплений в ходе исходной потери ими своего газового компонента [22]. Это обстоятельство уменьшает количество скоплений в целом, а значит, и двойных среди них. Например, в OB ассоциации с массой ~ $10^5 M_{\odot}$ и размерами 100 пк в ходе звездообразования возникает

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 5 2022

 $\sim 10^2$ скоплений с массой $\sim 10^3 M_{\odot}$, из которых после потери газового компонента остаются гравитационно-связанными только несколько.

2.3. Двойные звезды

Изучение звездного компонента Галактики во второй половине двалнатого века показало, что большинство ее звезд является двойными. Что определяет широкое распространение фактора двойственности и кратности среди звезд? Ответ на этот вопрос был найден в ходе исследования условий образования звезд. Двойные звезды образуются с большими полуосями в пределах от $10R_{\odot}$ и $10^{6}R_{\odot}$, [1]. Наблюдения и теория продемонстрировали, что звезды возникают в ходе глубокого коллапса холодных молекулярных облаков с начальной плотностью ~10⁻²⁰ г/см³. Характерные начальные размеры этих облаков ~ $10^7 R_{\odot}$. Сжатие этих облаков до размеров двойных систем, указанных выше, приводит к неизбежному ускорению их вращения и фрагментации. Продуктом такой фрагментации в ходе гравитационного коллапса неоднородных холодных газовых облаков и является появление большой части двойных звезд и кратных звездных систем с большими полуосями: $dN \sim 0.2d \lg a/R_{\odot}$ [1]. Фактически, причиной двойственности и даже кратности большинства звезд является "глубокий" коллапс, ускоряющий в силу закона сохранения углового момента ее вращение. Часть широких двойных звезд возникает в ходе динамической эволюции молодых звездных скоплений путем гравитационного захвата близких звезд, движущихся внутри скопления [1].

Наличие спутника у звезды и осознание его роли в эволюции тесных систем позволили превратить последние в эффективный инструмент исследования эволюции звезд. В частности, это дало возможность наблюдателю уточнить параметры звезд-компонентов двойных систем, а теоретику – изучить эволюцию структуры компонентов, теряющих в ходе взаимодействия свои протяженные оболочки и демонстрирующих химический состав и природу своих ядер. Анализ изменения яркости сверхновых звезд первого типа со временем и продуктов слияния вырожденных компонентов тесных двойных стал инструментом для изучения характера космологического расширения Вселенной (Рейсс и др. [24], Перлмуттер и др. [25]). Как уже говорилось, сравнение условий возникновения звезд и рассеянных звездных скоплений позволяет понять причину принципиального различия в степени двойственности этих астрономических объектов. Детальное исследование свойств ТДРС дает надежду на получение новой информации о звездных скоплениях и их эволюции.

2.4. Пары или группы?

Первые попытки систематизировать скопления по различным параметрам можно найти в работах Джейнс и др. [26], Бархатовой и др. [27]. Так, в работе Бархатовой и др. (1989) [28] выделены комплексы, состоящие из нескольких скоплений. Как оказалось, время жизни бедных скоплений намного короче, чем богатых, а скопления на периферии звездного диска живут дольше, чем скопления, расположенные ближе к Центру Галактики. Авторы [28–30] провели обширные исследования группировок скоплений. В этих работах приводятся списки найденных ими групп. Павловская и др. в работе [31] указали на возможное существование двойных скоплений.

Вопрос о происхождении скоплений в группах затронут Вильямсом в [32]. Предположено, что Сг 140 и NGC 2451 (как, возможно, и Cr 135 и Cr 173) являются остатками ОВ ассоциации. Еще раньше в серии работ Эгген [33] и [34] представил доказательства общего происхождения ряда скоплений, в том числе Pleiades и NGC 2287. Авторы [35] объединяют Cr 140, NGC 2516, NGC 2547, Cr 173, IC 2391 и Tr 10 в группу с общим местом рождения. Некоторые особенности связи скопления и ассоциации рассмотрены Бика и др. [36], где скопление Bochum 1 представлено как распадающееся звездное скопление. Полезно отметить возможную связь молодых скоплений с газовым облаком, в котором они образовались. В своей ранней работе Бархатова [37] выдвинула предположение, что скопления NGC 6696, Collinder 428 и Barchatova 1 генетически связаны с туманностью NGC 700. В работе Пише [38] в ИК диапазоне обнаружена парная структура, расположенная внутри молодого скопления. Оказалось, что молодые звезды в NGC 2264 сосредоточены, фактически, в двух скоплениях. Структура этой области включает так называемое северное скопление, выделенное яркой звездой S Mon, источник инфракрасного излучения NGC 2264 1RS и вытянутое молекулярное облако, напоминающее газовый поток NGC 2264D.

Экзотический механизм образования кратных скоплений предложен в работе Ван де Путте и др. (2010) [39]. Ими были проанализированы орбиты 481 рассеянного скопления. В результате авторы пришли к выводу, что три из них (NGC 1817, NGC 6791 и NGC 7044) могли образоваться в результате удара шарового скопления о галактический диск. Исследованию кратных скоплений посвящены работы де ла Фуэнте Маркос [40] и [41]. Они представили серию статей, посвященных, главным образом, парам и кратным РЗС, выбранным на основе онлайн-базы данных WEBDA (Мермийо [42, 43]). Группа, состоящая из 6 скоплений, обнаружена Беккари и др. [44].

Таким образом, P3C, рождаясь в OB ассоциациях, в большинстве своем быстро распадаются после потери ими газа. Следами такого распада могут оказаться не только группы, состоящие из десятков скоплений, но и двойные скопления, Тутуков и др. 2020 [4].

3. ДАННЫЕ О СКОПЛЕНИЯХ В ПАРАХ

Для обнаружения парных скоплений мы обратились к каталогам и спискам одиночных P3C, их групп, а также пар, выделенных другими авторами. Таким образом, мы использовали, с одной стороны, наработки других авторов, а с другой, провели собственный поиск пар скоплений.

3.1. Поиск двойных скоплений (ВДРС и ТДРС) в опубликованных данных о группах или парах скоплений

3.1.1. Группы Павловской. Одна из первых работ по группировкам скоплений – это работа Павловской и Филиповой [31] (далее Р1989). Авторы представили каталог 66 рассеянных звездных скоплений, собранных в 8 групп, объединенных сходным движением в пространстве. Среди этих скоплений нами выделены 7 пар, скопления в которых расположены в пределах 100 пк друг от друга ($\delta R < 100$ пк) при разности лучевых скоростей $\delta RV < 10$ км/с. Нами также использованы лучевые скорости из базы данных SIMBAD [13]. Результаты представлены в табл. 1. В ее колонках содержатся имена и логарифмы возраста первого и второго скоплений в паре, расстояние между скоплениями δR и разность лучевых скоростей δ*RV*. Возрасты скоплений в табл. 1, а также в табл. 2-7 взяты из каталога MWSC (Milky Way Star Clusters, Харченко и др. [45]).

3.1.2. Пары Субраманиам. Субраманиам и др. [46] (далее S1995) привели список 18 пар скоплений, для которых имеются расстояния от Солнца и логарифмы возрастов. Разделение компонентов пар в пространстве составляет не более 20 пк. Лучевые скорости известны далеко не для всех скоплений. Нам удалось их найти лишь для пяти пар с δRV , различающимися менее, чем на ~5 км/с (табл. 2). Еще для 6 пар они оказались с превышением 5 км/с, и в нашем исследовании не использованы. В колонках табл. 2 содержатся имена и логарифмы возрастов первого и второго скоплений, расстояние между скоплениями δR и разность их лучевых скоростей δRV .

3.1.3. Пары Субиран. В работе Субиран и др. [47] (S2018) приведены два списка пар скоплений, отобранные по авторским критериям $\delta R < 200$ пк и $\delta V < \sim 5$ км/с. Они различаются тем, что 11 пар обнаружены авторами S2018, они приведены в

ДВОЙНЫЕ СКОПЛЕНИЯ: ТЕОРИЯ И НАБЛЮДЕНИЯ

Имя скопления 1	Возраст скопле- ния 1, lg <i>t</i>	Имя скопления 2	Возраст скопле- ния 2, lg <i>t</i>	δ <i>R</i> , пк	δ <i>RV</i> , км/с
NGC 869	7.28	NGC 884	7.20	48.1	1.8
IC 2391	8.05	IC 2602	8.34	54.3	7.3
IC 4665	7.63	NGC 6633	8.76	73.5	13.2
NGC 6871	6.99	IC 4996	7.15	91.7	8.0
NGC 6823	7.01	NGC 6830	8.10	95.9	41.4
NGC 752	9.13	NGC 1039	8.38	102.4	22.9
NGC 6694	8.12	NGC 6705	8.50	104.0	28.5

Таблица 1. Пары скоплений (n = 7), отобранные по нашим критериям из каталога P1989

Таблица 2. Пары по S1995

Имя скопления 1	Возраст скопле- ния 1, lg <i>t</i>	Имя скопления 2	Возраст скопле- ния 2, lg <i>t</i>	δ <i>R,</i> пк	δ <i>RV</i> , км/с
NGC 869	7.28	NGC 884	7.20	18.9	5.8
NGC 1513	8.50	NGC 1545	8.81	19.0	1.6
NGC 1907	8.60	NGC 1912	8.35	14.1	3.2
NGC 1981	7.11	Collinder 70	7.40	19.4	3.8
NGC 6512		NGC 6208	9.28	14.0	3.5

Таблица 3. Пары скоплений, обнаруженные S2018T4

Имя скопления 1	Возраст скопле- ния 1, lg <i>t</i>	Имя скопления 2	Возраст скопле- ния 2, lg <i>t</i>	δ <i>R</i> , пк	δ <i>V</i> , км/с
ASCC 101	8.62	NGC 7058	8.35	185	1.8
ASCC 105	7.91	Roslund 5	7.57	130	3.9
ASCC 16	7.00	ASCC 19	7.50	151	3.9
ASCC 16	7.00	ASCC 21	7.11	45	4.4
ASCC 19	7.50	Gulliver 6		181	4.3
ASCC 97	7.88	IC 4725	7.97	145	3.4
Alessi 20	7.58	Stock 12	8.45	183	2.7
Collinder 140	7.70	NGC 2451B	8.23	58	1.9
Gulliver 6		NGC 2232	7.70	159	4.8
IC 2602	8.34	Platais 8	7.75	83	4.5
RSG 7		RSG 8		145	2.8

табл. 3 (далее S2018T4). В табл. 4 содержатся данные еще о 10 парах, которые найдены S2018 по публикациям других авторов (ссылки на них даны в примечании к табл. 4). Этот список далее по тексту мы будем обозначать S2018T5.

3.1.4. Группы Ли и Панг. В работе Ли и Панг [51] (далее LP2019) по данным Gaia найдены 56 групп скоплений по близости их расположения в пространстве. Для оценки пространственного расстояния между скоплениями нами вычислены прямоугольные координаты скоплений *X*, *Y*, *Z*. Для определения разности пространственных скоростей скоплений найдены несколько измерений их лучевых скоростей, включая собственное усреднение данных об отдельных звездах скоплений. Данные брались из SIMBAD [14] на основе Gaia DR2. В случае наличия *RV* из разных источников были определены средние лучевые скорости скоплений. Для собственного определения *RV* скоплений мы брали списки звездчленов скоплений из работы Конте-Годе и др. [52] с учетом вероятности их членства. Далее пу-

Имя скопления 1	Возраст скопле- ния 1, lg <i>t</i>	Имя скопления 2	Возраст скопле- ния 2, lg <i>t</i>	Ссылка*	δ <i>R</i> , пк	δ <i>V</i> , км/с
Alessi 13	8.72	Mamajek 1	6.99	1	292	5.5
Alessi 21	7.70	NGC 2422	8.12	1	172	8.9
Platais 8	7.75	IC 2602	8.34	1	83	4.5
Turner 9	8.03	ASCC 110	8.55	1	1759	6.0
Collinder 394	7.86	NGC 6716	7.38	1	29	13.9
IC 1396	6.00	NGC 7160	7.20	1	128	13.9
NGC 869	7.28	NGC 884	7.20	2	62	19.7
NGC 5617	8.25	Trumpler 22	8.50	3	559	10.8
IC 4756	8.79	NGC 6633	8.76	4	375	6.7

Таблица 4. Кандидаты в двойные скопления, найденные S2018T5 из работ, приведенных в столбце "Ссылка"

* Ссылка: (1) Конрад и др. [48], (2) Мессов и Шорр [5], (3) Де Силва и др. [49], (4) Касамикуэла и др. [50].

тем усреднения индивидуальных скоростей звезд мы получили лучевую скорость для скопления в целом. Скопления, выбранные нами, расположены в пределах 1.5 кпк от Солнца. В результате в нашем распоряжении оказались 41 пара скоплений, данные о которых приведены в табл. 5. В ее колонках содержатся имя скопления по LP2019 (для каждого скопления в паре), логарифм возраста, разность положений скоплений пары в пространстве (δR), разность пространственных скоростей (δV).

3.2. Двойные скопления, отобранные нами

3.2.1. По каталогу MWSC. Каталог одиночных звездных скоплений MWSC (Milky Way Star Clusters, Харченко и др. [45]), по которому мы провели поиск двойных скоплений, является наиболее полным как по числу скоплений, так и по наполнению данными. Он содержит данные о 3006 скоплениях.

Мы выбрали из MWSC скопления, расстояния между которыми не превышают 100 пк. Одновременно проанализированы их пространственные скорости (в MWSC имеется 962 скопления с известными лучевыми скоростями, необходимыми для определения пространственной скорости). Брались только те пары, у которых разность пространственных скоростей составила не более 10 км/с. В результате получен каталог двойных скоплений (далее SMD). Полный вариант нашего каталога приведен в Приложении 1. Первые пять записей полученного каталога приведены в табл. 6. В ее колонках приведены имя скопления 1 и имя скопления 2 (имена скоплений в паре), логарифм возраста lgt и ошибка логарифма возраста е $\lg t$, металличность FeH и ошибка металличности е *FeH*, расстояние между скоплениями δR и разность пространственных скоростей δV .

3.2.2. Свойства каталога SMD. Свойства каталога SMD иллюстрируют рис. 1 – рис. 3. На рис. 1 показана диаграмма $\lg \delta V - \lg \delta R$ для всех отобранных нами пар с учетом разности логарифма возрастов. На рис. 1 можно заметить, что пары с наибольшей разницей в возрастах скоплений в паре присутствуют во всем диапазоне $\lg \delta R$, тогда как пары с близкими возрастами оказываются, скорее, случайными и занимают, в основном, область далеких расстояний δR между скоплениями в паре. Интересно, что на рис. 1 пары скоплений с самыми малыми взаимными расстояниями $(\lg \delta R < 1.3)$ и одновременно умеренными различиями скоростей (обозначены черными точками) попадают в число пар с наибольшим различием возраста.

На рис. 2 показаны распределения всех скоплений MWSC и пар SMD в прямоугольной галактической системе координат. Расстояние Солнца от Центра Галактики взято $R_0 = 8.178$ кпк (Макмиллан [53]). На рис. 2 заметно влияние наблюдательной селекции, выраженное в уменьшении числа скоплений и пар скоплений по мере удаления от Солнца. Выбранные пары расположены в пределах 2 кпк от Солнца. О полноте данных по расстоянию от Солнца свидетельствует рис. 3. где показана кривая полноты каталога. По изменению скорости роста числа скоплений с увеличением расстояния от Солнца на рис. 3 можно судить о достаточной полноте вплоть до 1 кпк (там, где статистика, судя по наклону кривой, становится неполной). Из анализа распределений, приведенных на рис. 1-3, можно сделать вывод о том, что распределение двойных скоплений в целом повторяет распределение одиночных.

3.2.3. Наш список ESP двойных скоплений по Gaia. Для поиска двойных скоплений использовались каталоги одиночных скоплений Субиран и др. [47] (*n* = 1026) и Кастро-Жинар и др. [54]

Имя скопления 1	Возраст скопле- ния 1, lg <i>t</i>	Имя скопления 2	Возраст скопле- ния 2, lg <i>t</i>	δ <i>R</i> , пк	δ <i>V</i> , км/с
Haffner 5	8.60	Trumpler 7	8.50	79.80	79.25
Pismis 8	7.43	Ruprecht 71	8.84	134.28	23.50
NGC 6705	8.50	LP 1235		91.62	36.06
NGC 129	7.98	Stock 21	8.82	81.28	12.19
NGC 4349	8.41	Patchick 57		56.23	32.06
FSR 0498	8.55	King 15	8.40	77.27	42.36
NGC 4755	7.30	Ruprecht 105	9.10	97.50	18.79
Gulliver 17		NGC 6871	6.99	56.23	24.66
Gulliver 49		NGC 7654	7.90	42.76	24.04
NGC 2354	8.61	NGC 2362	6.64	31.12	12.11
NGC 581	7.44	NGC 663	7.50	60.39	12.36
Collinder 277	8.30	NGC 5281	7.76	94.62	40.64
LP 1377		LP 1970		88.10	74.30
FSR 0496	9.06	Gulliver 24		81.47	40.83
NGC 2360	8.65	Ruprecht 26	7.80	93.76	34.75
NGC 2447	8.68	NGC 2448	7.25	98.86	20.14
NGC 6383	6.60	NGC 6416	8.20	40.18	40.74
Dolidze 39	9.05	LP 2178		81.85	32.06
NGC 1027	8.55	NGC 886	8.75	99.31	45.50
COIN-Gaia 25		NGC 2168	8.26	77.09	15.17
NGC 2358	8.78	NGC 2423	9.02	98.40	19.54
NGC 5662	8.28	NGC 5822	8.84	94.84	12.30
FSR 0551	6.68	Stock 5	7.70	50.12	11.25
FSR 0398	7.70	NGC 7160	7.20	89.13	28.18
ASCC 32	8.22	Collinder 121	7.08	99.77	3.84
IC 2395	7.27	Pismis 4	8.16	49.55	16.26
ASCC 12	8.63	NGC 1582	8.66	93.54	59.16
Lynga 2	8.43	LP 2309		71.29	26.24
Alessi 5	7.76	BH 99		54.95	4.07
ASCC 58	7.20	NGC 3228	8.42	30.76	8.89
ASCC 105	7.91	NGC 6793	8.70	77.62	17.50
Roslund 5	7.57	Teutsch 35		81.47	9.16
Alessi 28		LP 2417		85.51	27.93
ASCC 113	7.93	NGC 6991		90.57	34.67
ASCC 16	7.00	ASCC 19	7.50	25.18	3.03
ASCC 20	7.00	ASCC 21	7.11	23.77	12.59
IC 4756	8.79	NGC 6633	8.76	82.99	7.36
NGC 2232	7.70	LP 2383		86.50	7.64
Ruprecht 147	9.33	UBC 32		56.89	67.61
ASCC 97	7.88	NGC 6656	10.10	69.66	151.71
Alessi 20	7.58	Stock 12	8.45	58.75	3.94
Stock 2	8.44	Alessi 95		97.27	26.98

Таблица 5. Пары, выделенные нами из работы LP2019

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 5 2022

ВЕРЕЩАГИН и др.

Имя скопления 1	lg t	e_lg t	FeH	e_FeH	Имя скопления 2	lg t	e_lg t	FeH	e_FeH	δ <i>R</i> , пк	δ <i>V</i> , км/с
NGC 3590	7.40				Hogg 12	7.60				4.89	1.79
Collinder 394	7.80				NGC 6716	7.38		-0.31		7.24	5.83
ASCC 20	7.00				ASCC 16	7.00				8.50	6.16
NGC 1981	7.11	0.001			Sigma Ori	6.10				13.94	0.78
NGC 2447	8.68	0.02	-0.10	0.11	NGC 2448	7.25				14.90	1.05

Таблица 6. Первые пять записей каталога двойных скоплений, найденных нами в MWSC

Таблица 7. Двойные ESP по Gaia DR2

Имя скопления 1	Возраст скопле- ния 1, lg <i>t</i>	Имя скопления 2	Возраст скопле- ния 2, lg <i>t</i>	δ <i>R</i> , пк	δ <i>V</i> , км/с
ASCC 19	7.50	UBC 17a	7.27*	6.28	0.53
Gulliver 6	7.22*	UBC 17b	7.06*	5.78	0.05
RSG 7		RSG 8		24.10	0.35
Alessi 62	8.95	UBC 26		15.06	2.39
NGC 1582	8.66	COIN-Gaia 39		2.17	23.89
UBC 34		COIN-Gaia 1		8.77	0.72
COIN-Gaia 11		UBC 60		19.86	1.00
COIN-Gaia 8		UBC 48		14.25	2.35
UBC 37		COIN-Gaia 30		22.38	3.44
COIN-Gaia 10		UBC 58		18.52	15.67

* Данные из [57].

(n = 23), Кастро-Жинар и др. [55] (n = 53), Конте-Годе и др. [56] (n = 46). При критерии $\delta R \le 100$ пк и, за исключением двух пар, $|\delta V| \le 10$ км/с, найдены 11 пар, данные о которых приведены в табл. 7. Далее этот список мы будем обозначать ESP. В колонках табл. 7 содержатся имена и логарифмы возраста скоплений и величины δR и δV .

3.3. Каталог кросс-идентификации

Вопрос о появлении одинаковых пар в различных списках был решен нами с помощью специально составленного каталога, который включает информацию о том, какие пары встречаются у разных авторов. Мы искали не только полные совпадения имен членов пар, но и случаи, если одно из имен встречается в разных парах. В результате мы получили две таблицы: с полным и частичным пересечением имен в парах.

В табл. 8 приведен кросс каталог с полным пересечением имен. В нем обозначена принадлежность скоплений к различным спискам, рассмотренным в нашей работе, названия которых находятся в заголовке столбцов. Таблица 8 содержит имена скоплений в парах (Имя скопления 1 и Имя скопления 2) и колонки SMD, P1989, LP2019, S1995, S2018T4, S2018T5, ESP с флажками ("+" говорит о присутствии данной пары в списке, указанном в наименовании колонки). Наличие скоплений в списках двойных скоплений, найденных в данной работе, показаны в колонках SMD (по данным MWSC) и ESP (по данным Gaia DR2).

В Приложении 2 приведена вторая часть кросс каталога с частичным пересечением имен, включающая пары скоплений разных авторов. В табл. 9 приведены начальные записи кросс-каталога. В ней колонка "Имя скопления 1" содержит имя скопления, у разных авторов одинаковое в паре, а колонки SMD, P1989, LP2019, S1995, S2018T4, S2018T5, ESP содержат вторые имена в паре по данным соответствующих авторов. В эту часть попали также и пары скоплений из табл. 8. Можно видеть, что у некоторых авторов, например, в SMD найдено по несколько пар для выбранного скопления, колонка "скопление 1". Таким образом, есть не только полное пересечение имен в парах разных авторов, но и ряд дополнительных пар. Отметим, что 100 пк – это характерный размер ОВ-ассоциаций и, возможно, наиболее мас-



Рис. 1. Положения пар SMD на диаграмме $\lg \delta R - \lg \delta V$. Цвета точек выделены по интервалам разности логарифмов возрастов скоплений.

сивных ГМО. Кроме того, наблюдаемые OB-ассоциации представляют собой результат расширения области, ранее занимаемой ГМО. Поэтому близость на уровне 100 пк — обычное явление для населения РЗС. Количество найденных в каталоге SMD пар (вторая колонка (SMD) каталога, приведенного в Приложении 2, говорит именно об этом.

4. ДВОЙНЫЕ СКОПЛЕНИЯ НА ДИАГРАММЕ $\Delta R - \Delta V$

4.1. Структура диаграммы $\delta R - \delta V$

Покажем, что основными параметрами, позволяющими судить о природе физической связи скоплений в парах, являются параметры δV и δR . Их мы уже определили для выбранных пар в табл. 1–7. Рассмотрим свойства двойных скоплений на диаграмме $\delta V - \delta R$ (рис. 4). На рис. 4 используется как лучевая скорость, так и пространственная: в работах [2, 4] – лучевая [1, 3, 7] – про-

странственная (см. табл. 1 - 7). Структура диаграммы на рис. 4 следующая: диаграмма делится вертикальной прямой на две области. Область справа от вертикальной прямой - это "визуальные двойные скопления" (ВДРС) с $\lg \delta V >$ > 0.45. Они являются членами различных ОВ ассоциаций, что обусловлено величиной дисперсии пространственной скорости скоплений внутри ОВ ассоциации (10 км/с). Термин "визуально двойные" означает, что скопления близки визуально в пространстве, принадлежат при $\delta \lg t < 0.3$ одним OB ассоциациям, но не могут быть физически двойной парой, поскольку они гравитационно не связаны.

Интерес вызывают двойные скопления, расположенные между прямой (1) (определяется исходя из размера OB ассоциации ~100 пк) и прямой (2), отмечающей размер сферы Роша. Это двойные скопления, принадлежащие одной и той же OB ассоциации, т.е. связанные общим происхождением. Большое расстояние между ними ис-



Рис. 2. Распределение скоплений MWSC (панели слева) и SMD (справа) в Галактике в галактоцентрической системе координат. Вверху – в плоскости *XY*, внизу – в *XZ*.

ключает гравитационную связь этих пар. В верхней части диаграммы (область выше прямой (2)) расположены скопления из распавшихся ОВ ассоциаций, представляющие собой звездные облака, или копья, растянувшиеся на сотни парсек вдоль орбиты скоплений вокруг Галактического центра.

Наибольший интерес представляет область ниже прямой (2). Прямая (2) проведена из условия размеров сферы Роша R_R для случая гравитационного поля скопления с массой ~ $10^3 M_{\odot}$ и Галактики. Здесь располагаются пары гравитационно-связанных скоплений, или ТДРС. Эти скопления движутся вокруг общего центра масс

по замкнутым орбитам и представляют наибольший интерес.

4.2. Найденные двойные скопления, рекомендуемые для более детального изучения

Вновь обратимся к рис. 4, на нем уже выделена область, в пределах которой располагаются "тесные двойные скопления", ТДРС. Точки, расположенные внутри этой области, представляют наиболее перспективные пары для детального исследования. В нее или категорию ТДРС у нас попали пары скоплений, данные о которых содержит табл. 10. В ее колонках приведены имена скоплений, логарифм возраста, δR , δV , разность логарифмов возраста $\delta \lg t$. Как видно из табл. 10,



Рис. 3. Интегральное распределение скоплений MWSC по расстоянию от Солнца.

для этих пар скоплений $\delta R < 7$ пк, $\delta \lg t < 0.3$ и $\delta V < < 3$ км/с.

Отметим, что пара NGC 3590 — Hogg 12 (отмечена стрелкой на рис. 4) рассмотрена Пиатти и др. [58]. Оба скопления представляют собой удивительно маленькие объекты, радиусы которых составляют ~1 пк, а расстояние между ними около 3.6 пк. Возраст скоплений составляет 30 млн. лет. В пользу их двойственности говорит и тот факт, что в случае их рождения в разных OB ассоциациях, т.е. "не родственной" связи, за время, равное их возрасту, они бы разошлись на значительно большее расстояние (~30 пк), чем наблюдается. Пространственная скорость скоплений относительно друг друга в этой паре составляет около 1 км/с. Логарифм возраста для этих скоплений 7.4 и 7.6 соответственно (табл. 10).

Исследование Пецка и Паунзен [59] показало, что пары ASCC 19 – UBC 17а и Gulliver 6 – UBC 17b близки настолько, что лишь специальное исследование позволило установить, что это именно пары разных скоплений. Кроме того, две данные пары так близки в пространстве, что выделяются как агрегация, состоящая из четырех скоплений, разбитых на пары. На диаграмме собственных движений и по параллаксам данные пары разделяются, а на двухцветных диаграммах практически их оказалось разделить сложно. Мы считаем, что пары, для которых 7 пк $< \delta R < 20$ пк, являются надежными кандидатами в тесные двойные, или ТДРС. Данные о них приведены в табл. 11. В ее колонках название каталога, в котором они приведены, имена скоплений, логарифм возраста (удалось найти не для всех скоплений), δR , δV .

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

5.1. Доля двойных скоплений в Галактике

Для оценки типа двойственности РЗС мы провели следующий простой анализ. Вероятно, все звезды образуются в звездных скоплениях, большая часть которых распадается в момент образования массивных звезд, ионизирующих газ молодых скоплений. Температура ионизованного газа

~10⁴ К, скорость расширения около 10 км/с. Пекулярные скорости движения звезд (дисперсия скоростей) в рассеянных звездных скоплениях ~1 км/с. Это обеспечивает потерю газового компонента, масса которого порядка массы звездного компонента скопления. В итоге гравитация не удерживает скопление, и большинство только что образовавшихся звездных скоплений распадается [22].

		· •		-					
Имя скопления 1	Имя скопления 2	Кол-во пересечений	SMD	ESP	P1989	S1995	S2018T4	S2018T5	LP2019
NGC 869	NGC 884	4	+		+	+		+	
Alessi 20	Stock 12	3	+				+		+
RSG 7	RSG 8	2		+			+		
Platais 8	IC 2602	3	+				+	+	
IC 2391	IC 2602	2	+		+				
ASCC 16	ASCC 19	3	+				+		+
ASCC 16	ASCC 21	2	+				+		
ASCC 20	ASCC 21	2	+						+
NGC 6633	IC 4756	2						+	+
NGC 6633	IC 4665	2	+		+				
NGC 6871	IC 4996	2	+		+				
NGC 6823	NGC 6830	2	+		+				
NGC 1981	Collinder 70	2	+			+			
ASCC 105	Roslund 5	2	+				+		
Alessi 13	Mamajek 1	2	+					+	
Turner 9	ASCC 110	2	+					+	
Collinder 394	NGC 6716	2	+					+	
NGC 2447	NGC 2448	2	+						+
ASCC 58	NGC 3228	2	+						+

Таблица 8. Двойные скопления, пересечения по авторам списков

Таблица 9. Начальные записи кросс-каталога с частичным пересечением имен

Имя	Имя скопления 2									
скопления 1	SMD	ESP	P1989	S1995	S2018T4	S2018T5	LP2019			
Пары встречаются в табл. 8										
Alessi 20	Stock 12 ASCC 5 ASCC 4				Stock 12		Stock 12			
Alessi 13	Mamajek 1 Mamajek 3					Mamajek 1				
Collinder 394	NGC 6716 ASCC 99					NGC 6716				
NGC 2447	NGC 2448 ASCC 43						NGC 2448			
ASCC 58	NGC 3228 vdBergh- Hagen 9 Loden 1439						NGC 3228			

Для оценки доли скоплений, остающихся гравитационно связанными после потери ими газа, необходимо оценить массу скоплений и время их жизни. Каталог MWSC показывает, что в окрестностях Солнца до 1 кпк находится ~500 P3C со средней массой ~ $500M_{\odot}$ и возрастом ~ 10^8 лет.

Примем радиус Галактики, в пределах которого расположены эти скопления, равным 10 кпк. В таком случае число скоплений во всем рассматриваемом объеме Галактики можно экстраполировать до 50 тыс. Полная масса скоплений здесь составит $25 \times 10^6 M_{\odot}$. Разделив это число на сред-



Рис. 4. Диаграмма $\lg \delta R - \lg \delta V$ для пар скоплений, представленных в табл. 1–7. Цветами и подписями вверху справа показана принадлежность данных разным авторам. Границы, показанные прямыми линиями, разъяснены в тексте. Использованы данные для скоплений, обозначенных разными цветами: 1 – SMD, 2 – Павловская, Филипова [31], 3 – Ли и Панг [51], 4 – Субраманиам и др. [46], 5 – S2018T4 [47], 6 – S2018T5 [47], 7 – ESP. Наклонные прямые, показанные штрих-пунктиром, дают информацию о суммарной массе двойного скопления. При условии гравитационной связи скоплений различных масс исходя из формулы $v^2 = GM/R$. Для примера взяты три значения массы скопления $M = 100M_{\odot}$, $1000M_{\odot}$, $1000M_{\odot}$. Подставляя указанные значения для массы M, последовательно получены зависимости $\delta R = GM/(\delta V)^2$.

нее время жизни скопления 10^8 лет, найдем, что средняя скорость звездообразования в скоплениях ~ $0.25M_{\odot}$ /год. Наблюдаемая скорость звездообразования в Галактике ~ $1.65M_{\odot}$ /год (ФрейзерМаккельви и др. [60]). Следовательно, только около 8% звездных скоплений сохраняются после потери ими газового компонента. Оценка доли двойных скоплений содержится у Субраманиам и

Каталог	Имя скопления 1	Возраст скопления 1, lg <i>t</i>	Имя скопления 2	Возраст скопления 2, lg <i>t</i>	δ <i>R</i> , пк	δ <i>V</i> , км/с	$\delta \lg t$
SMD	NGC 3590	7.40	Hogg 12	7.60	4.89	2.69	0.20
ESP	ASCC 19	7.50	UBC17 a	7.27*	6.28	0.53	0.23
ESP	Gulliver 6	7.22*	UBC17 b	7.06*	5.78	0.05	0.16

Таблица 10. Пары, рекомендуемые для более глубокого исследования

* Данные из [57].

Каталог	Имя скопления 1	Возраст скопления 1, lg <i>t</i>	Имя скопления 2	Возраст скопления 2, lg <i>t</i>	δ <i>R</i> , пк	δ <i>V</i> , км/с
MDS	Collinder 394	7.860	NGC 6716	7.385	7.24	5.83
MDS	ASCC 20	7.000	ASCC 16	7.000	8.50	6.16
MDS	NGC 1981	7.110	Sigma Ori		13.94	0.78
MDS	NGC 2447	8.680	NGC 2448	7.250	14.90	1.05
MDS	ASCC 18	7.150	ASCC 19	7.500	15.83	5.03
MDS	Collinder 70	7.400	Sigma Ori		16.69	8.39
ESP	RSG 7		RSG 8		24.10	0.35
ESP	Alessi 62	8.950	UBC 26		15.06	2.39
ESP	NGC 1582	8.665	COIN-Gaia 39		2.17	23.89
ESP	UBC 34		COIN-Gaia 1		8.77	0.72
ESP	COIN-Gaia 11		UBC 60		19.86	1.00
ESP	COIN-Gaia 8		UBC 48		14.25	2.35
ESP	UBC 37		COIN-Gaia 30		22.38	3.44
ESP	COIN-Gaia 10		UBC 58		18.52	15.67

Таблица 11. Список кандидатов в тесные двойные скопления

др. [49] и составляет около 8% оставшихся рассеянных скоплений. Это дополнительно к сказанному выше служит подтверждением степени редкости ТДРС. Звездные скопления, пережившие потерю газового компонента и остающиеся в пределах своей общей полости Роша, должны иметь определенную величину углового орбитального момента, который позволит им оставаться гравитационно-связанными (т.е. являться физически связанной парой). В отсутствие должного углового момента компоненты тесной пары просто сольются в одно скопление. Примеры шаровых скоплений – продуктов слияния – известны. Например, шаровое скопление М 3 согласно химическому составу входящих в него звезд четко делится на два компонента. Вполне возможно, является следствием того, что оно является продуктом слияния двух скоплений (Ли и др. [61]). Хотя существует и другое объяснение бимодальности химического состава звезд шаровых скоплений: возможная двукратная вспышка звездообразования в них (Валле и др. [62]). Вопрос о возможности разделить население РЗС с помощью анализа химического состава их звезд остается открытым (Брагалья и др. [63]), возможно из-за близости химического состава околосолнечных скоплений лиска Галактики.

5.2. РЗС, сближавшиеся в прошлые эпохи

Выше рассмотрено наблюдаемое расположение скоплений в парах. Очевидно, что оно менялось со временем за счет движения скоплений в пространстве. Так, тесное двойное скопление могло распасться по какой-либо причине и скопления могли разойтись со временем на значительное расстояние. В работе Сизовой и др. [64] сделана попытка учесть эту возможность, и проведены расчеты движения скоплений в прошлые эпохи. Полученные результаты несколько расширяют круг проблем, связанных с тесными двойными скоплениями. Так, отмечены наиболее примечательные сближения пар скоплений в прошлые эпохи. Приводим пары, которые могут представлять интерес для дальнейших исследований (эти пары практически одновременно сближались и с Солнцем):

• Alessi 13 и Mamajek 3 в момент времени 3.00 млн. лет назад сближались с Солнцем на 75 и 60 пк соответственно, при этом двигались приблизительно параллельно друг с другом на расстоянии 89 пк; это, скорее всего, ВДРС;

• Melotte 20 и Mamajek 2 в настоящий момент проходят мимо Солнца на расстоянии 174 пк практически одновременно, но не сближаются между собой. Располагаясь на более, чем 300 пк друг от друга, они являются ВДРС.

• Platais 8 и IC 2602 сближались на 30 пк около 2 млн. лет назад. Они могут быть ТДРС.

5.3. Выводы

1) Составлены каталоги двойных скоплений, включающие найденные нами пары по данным об одиночных скоплениях. Каталог MDS (n == 370 пар) получен с помощью MWSC, приведен в Приложении 1. Каталог ESP (n = 10 пар) составлен по публикациям списков групп и пар: P1989

Имя скопления 1		e_lg t	FeH	e_FeH	Имя скопления 2		e_lg t	FeH	e_Fe H	δ <i>R</i> , пк	δ <i>V</i> , км/с
NGC 3590	74				Ηοσσ 12	76				4 89	2 69
Collinder 394	7.86				NGC 6716	7 385		-0.31		7 24	4 36
ASCC 20	7				ASCC 16	7		0.51		8.5	7.25
NGC 1981	7 11	0.001			Sigma Ori	61				13 94	2.08
Dias 5	8.1	0.001			Turner 2	7.9				13.96	4.41
NGC 2447	8.68	0.022	-0.095	0.11	NGC 2448	7.25				14.9	2.05
ASCC 18	7.15				ASCC 19	7.5				15.83	5.08
Collinder 70	7.4		0.144	0.08	Sigma Ori	6.1				16.69	10.12
Mamajek 1	6.99				Feigelson 1	6.6				19.61	0.29
ASCC 21	7.11				ASCC 20	7				19.82	2.73
ASCC 65	6.85				Loden 306	6.76				21.17	4.52
Рию Collinder 394	7.86				ASCC 99	8.75				22.24	17.95
NGC 6716	7.385		-0.31		ASCC 99	8.75				22.61	22.31
ASCC 21	7.11				ASCC 16	7				23.69	9.99
Collinder 70	7.4		0.144	0.08	NGC 1981	7.11	0.001			25.37	8.04
Collinder 70	7.4		0.144	0.08	ASCC 20	7				25.58	3.05
ASCC 100	7.95				ASCC 101	8.62	0.088			26.25	6.49
Feinstein 1	7.2				Trumpler 18	7.69				26.91	14.27
ASCC 101	8.62	0.088			Stephenson 1	7.52				27.04	4.17
BDSB 44	6.87				Czernik 43	7.76	0.314			28.12	38.95
Hogg 10	6.785				ASCC 65	6.85				28.57	25.47
NGC 5316	8.23		0.045	0.13	NGC 5281	7.76				28.82	0.71
NGC 6169	7.5				NGC 6178	7.51				29.09	3.93
Trumpler 14	6				Bochum 11	6				29.52	17.65
NGC 1977	6.6				NGC 1981	7.11	0.001			30.13	1.39
Platais 8	7.75		-0.292	0.101	IC 2391	8.05		-0.155	0.1	30.72	7.81
Collinder 95	7.3				NGC 2264	6.75		-0.15		31.18	7.77
ASCC 21	7.11				Collinder 70	7.4		0.144	0.08	31.41	0.32
Collinder 70	7.4		0.144	0.08	ASCC 16	7				31.67	10.31
ASCC 100	7.95				Stephenson 1	7.52				32.23	2.32
Platais 8	7.75		-0.292	0.101	IC 2602	8.345		-0.099	0.101	32.63	3.66
ASCC 67	7.67				Loden 402	8.4				32.95	18.59
NGC 1977	6.6				Collinder 70	7.4		0.144	0.08	32.95	6.65
Sigma Ori	6.1				ASCC 20	7				33.88	7.07
ASCC 58	7.2				NGC 3228	8.42				34.69	8.01
NGC 1977	6.6				Sigma Ori	6.1				35.53	3.47
NGC 1912	8.35				FSR 0777	7				36.33	11.32
Hogg 16	7.95				Collinder 272	7.02				36.56	0.59
NGC 2071	6.55				NGC 2112	9.315		0.16	0.03	36.65	7.85
Hogg 10	6.785				Loden 306	6.76				36.92	20.94
Markarian 38	6.9		0.18	0.095	NGC 6603	8.4				37.5	16.08
Trumpler 33	7.84		-1.544	0.19	Dias 5	8.1				37.9	6.84
ASCC 114	7.75				IC 1396	6				37.97	7.2
NGC 2301	8.35		0.06	0.06	ASCC 29	8.06				38.26	29.1
ASCC 50	7.8				Collinder 197	7.2				39.01	14.28
Sigma Ori	6.1				ASCC 16	7				39.01	0.18

Приложение 1. Каталог пар звездных скоплений по MWSC (SMD), найденных по единственному критерию $\delta R < 100$ пк

Приложение 1. Продолжение

Имя скопления 1		$e^{-l\alpha t}$	FeH	e FeH	Имя скопления ?		$e^{-l\alpha t}$	FeH	e_Fe	δ <i>R</i> ,	δ <i>V</i> ,
имя скопления т		c_lg i	1011	c_1 c11			c_lg l	1011	Н	ПК	км/с
NGC 3114	8.3		0.02	0.09	Ruprecht 161	8.45				40.21	1.38
NGC 7160	7.2		0.16	0.03	Pismis-Moreno 1	7.4				40.23	4.08
Dolidze 32	6				Dolidze 34	7.95				41.6	1.58
Loden 807	8.3				Loden 915	8.445				42.42	19.17
Collinder 135	7.6		-0.219	0.096	Collinder 140	7.7		-0.1	0.15	42.62	4.25
NGC 1981	7.11	0.001			ASCC 20	7				43.14	4.99
Collinder 367	7.295				NGC 6531	6.82				43.15	3.38
Stock 16	6.78				NGC 5045	7.955	0.159			43.6	5.05
Pismis 20	7.5				DBSB 140	7.3				43.82	24.65
Ruprecht 43	8.4				ASCC 43	8.215				43.83	21.54
Trumpler 33	7.84		-1.544	0.19	Turner 2	7.9				44.39	2.43
ASCC 1	8.406				SAI 4	8.8	0.069			44.73	30.63
Ruprecht 26	7.8		0.313	0.11	Ruprecht 151	8.15		-0.102	0.102	45.43	21.73
ASCC 21	7.11				Sigma Ori	6.1				45.73	9.81
ESO 175-06	8.6				NGC 5662	8.275	0.09			46.05	4.11
Stock 17	7				King 12	7.145				46.14	39.63
NGC 1981	7.11	0.001			ASCC 16	7				46.4	2.27
FSR 0777	7				NGC 1960	7.565	0.078			47.55	0.12
NGC 869	7.28		-0.3		NGC 884	7.2		-0.3		48.1	13.09
Collinder 132	7.51				Collinder 135	7.6		-0.219	0.096	48.21	6.18
ASCC 19	7.5				NGC 1977	6.6				48.46	6.81
Feigelson 1	6.6				IC 2602	8.345		-0.099	0.101	48.78	0.4
Hogg 12	7.6				ASCC 64	8.1	0.136			48.92	9.26
IC 2391	8.05		-0.155	0.1	Platais 9	8.09				49.01	1.28
Ruprecht 91	8.405	0.098			ASCC 60	8.125				49.93	5.69
Bochum 2	6.665				Dolidze 25	6.75				50.79	3.86
ASCC 62	6.995				Collinder 228	6.68				51.12	2.89
NGC 1444	6.85				NGC 1496	8.85				51.77	2.83
Wit 2	8.785	0.021			Ivanov 9	6.5				51.92	9.35
ASCC 111	6.65				Biurakan 1	7.035	0.001			52.07	27.69
NGC 7538	6.3				Cas OB2	7.3				52.3	16.74
Mamajek 1	6.99				Platais 8	7.75		-0.292	0.101	52.38	3.78
NGC 2232	7.7		0.32	0.08	ASCC 24	7.3				52.78	0.83
Kronberger 59	8				Collinder 419	7.1				53.05	17.93
NGC 3590	7.4				ASCC 64	8.1	0.136			53.71	6.57
NGC 2437	8.35		-0.47	0.131	NGC 2428	8.615	0.039	-0.145	0.105	53.86	12.61
Ruprecht 93	8.755		0.153	0.13	NGC 3590	7.4				53.89	14.06
NGC 6396	7.505				NGC 6383	6.6				54.08	29.39
IC 2602	8.345		-0.099	0.101	IC 2391	8.05		-0.155	0.1	54.33	4.15
Mamajek 1	6.99				IC 2602	8.345		-0.099	0.101	54.69	0.11
ASCC 21	7.11				Collinder 69	6.76				54.8	11.52
ASCC 21	7.11				NGC 1981	7.11	0.001			55.06	7.72
NGC 2270	8.915	0.036			Collinder 107	7.165	0.016			55.09	15.08
Ruprecht 93	8.755		0.153	0.13	Hogg 12	7.6				55.69	16.75
Dolidze 11	7.35				IRAS 20286+4105	7.95				55.74	20.04
Collinder 350	8.71	0.015			IC 4665	7.63		-0.03	0.04	55.82	2.85
NGC 2428	8.615	0.039	-0.145	0.105	Ruprecht 26	7.8		0.313	0.11	55.92	23.72

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 5 2022

370

Приложение 1. Продолжение

Има скопления 1		$e^{-1}at$	FeH	e FeH	Има скопления 2		$e^{-1\alpha t}$	FeH	e_Fe	δ <i>R</i> ,	δ <i>V</i> ,
имя скопления т		c_lg <i>t</i>	Ten	c_ren	тия скопления 2		$c_{lg} l$	1011	Н	ПК	км/с
NGC 1977	6.6				ASCC 20	7				56.71	3.6
ASCC 14	8.53				NGC 1912	8.35				56.74	8.29
Loden 481	8.385	0.042			NGC 4103	7.755				56.97	3.07
NGC 2232	7.7		0.32	0.08	Platais 6	7.96	0.006			57.02	6.17
NGC 6475	8.25		0.14	0.06	NGC 6405	8.035	0.106	0.205	0.11	57.3	1.02
Platais 12	8.4		0.027	0.124	vdBergh-Hagen 164	7.1				57.45	4.19
Dolidze 1	7.6				Feibelman 1	6.7				57.53	3.66
ASCC 18	7.15				NGC 1977	6.6				57.69	1.73
Feigelson 1	6.6				Platais 8	7.75		-0.292	0.101	57.82	4.07
Collinder 132	7.51				Collinder 140	7.7		-0.1	0.15	58.05	1.93
NGC 1977	6.6				ASCC 21	7.11				58.77	6.33
IC 2391	8.05		-0.155	0.1	NGC 2451A	7.76		-0.531	0.101	58.88	2.59
Collinder 107	7.165	0.016			vdBergh 1	8.315				59.56	7.87
ASCC 115	8.35				IC 5146	6				60.32	0.18
NGC 3496	8.895	0.023			Feinstein 1	7.2				60.36	7.99
Loden 1194	8.705				Loden 915	8.445				60.38	15.94
ASCC 5	7.78				ASCC 4	8.65				60.38	34.12
NGC 2467	8.1				NGC 2482	8.505	0.086	-0.081	0.105	60.64	8.34
NGC 1977	6.6				ASCC 16	7				60.68	3.66
Berkeley 17	9.6		-0.1	0.09	ASCC 17	7.265				60.92	53.4
NGC 2451A	7.76		-0.531	0.101	Platais 9	8.09				60.93	1.31
BDSB 73	8.875				NGC 1912	8.35				60.95	4.81
ASCC 20	7				Collinder 69	6.76				61.02	8.79
NGC 1976	6				NGC 1980	6.67				62.18	3.75
ASCC 16	7				Collinder 69	6.76				62.51	1.53
Pismis 4	8.155		-0.2		Ruprecht 64	8.45				63.01	0.89
NGC 1027	8.55				SAI 24	7.2				63.43	22.16
NGC 6204	8		-1.053	0.15	NGC 6249	8.09	0.202			63.7	7.08
Bochum 11	6				ASCC 62	6.995				63.89	19.36
ASCC 94	8.84	0.078			NGC 6639	8.93				63.97	11.53
ASCC 84	7.85				NGC 6087	7.95		-0.01	0.06	64.23	4.08
vdBergh-Hagen 23	7.14				Trumpler 10	7.38				64.29	4.87
IRAS 06567-0355	7.35				Wit 1	6.35				64.53	37.3
Ruprecht 98	8.8				ASCC 73	8.19				64.91	5.17
NGC 6910	7.53	0.026			NGC 6913	7.51				65.01	8.89
ASCC 88	7				Bochum 13	7.25				65.22	9.38
Dolidze 28	8.25				NGC 6618	6		0.046	0.095	65.78	14.56
NGC 6193	6.7				NGC 6167	8.19				65.8	5.76
Platais 4	8.55				Collinder 65	8.065				65.99	7.37
Loden 807	8.3				Loden 682	8.47				66.2	16.67
Loden 565	8.375				Loden 682	8.47				66.27	18.4
ASCC 19	7.5				Collinder 70	7.4		0.144	0.08	66.45	0.16
Mamajek 3	7.5				Melotte 22	8.15		-0.036	0.116	67.33	11.19
NGC 6883	7.71	0.059			Dolidze 1	7.6			-	67.54	30.66
vdBergh-Hagen 99	8		90.128	0.117	ASCC 58	7.2				67.78	0.49
Loden 306	6.76		-		NGC 3572	6.925				67.89	20.03
ASCC 18	7.15				ASCC 21	7.11				68.04	4.6

Приложение 1. Продолжение

Имя скопления 1		e_lg t	FeH	e_FeH	Имя скопления 2		e_lg t	FeH	e_Fe H	δ <i>R</i> , пк	δ <i>V</i> , км/с
NGC 2244	67				Collinder 106	6 415				68.05	4 84
NGC 5155	74				Ruprecht 107	8 235				68 13	55.98
ASCC 18	7.15				Collinder 70	7.4		0 144	0.08	68 38	4 92
Loden 189	7.09		0.202	0.112	Collinder 236	8 45		0.144	0.00	68.65	7.92
NGC 5281	7.76		0.202	0.112	Trumpler 21	7.85		0.042	0.15	68 85	35.76
Pismis 17	7.4		-0 145	0 113	Bochum 11	6				68.92	38.5
ASCC 79	6.95		0.115	0.115	ASCC 84	785				69.17	193
Collinder 228	6.68				NGC 3324	6.1		-0.474	0.14	69.19	13.96
ASCC 65	6.85				NGC 3572	6 925				69.82	24 56
Trumpler 17	7.775				Pismis 17	7.4		-0.145	0.113	69.84	63.91
NGC 3532	8.65		0.019	0.112	vdBergh-Hagen 99	8		90.128	0.117	70.07	8.79
NGC 2423	9.025	0.014	0.068	0.103	Bochum 4	8.41	0.008	<i>y</i> 011 <u></u> 0	01117	70.23	8.39
NGC 1981	7.11	0.001			NGC 1976	6				70.34	1.1
ASCC 58	7.2				Loden 143	8.45				70.48	7.52
NGC 6913	7.51				Berkelev 87	7.1				70.66	6.69
Collinder 258	8.35				NGC 4609	8.1	0.062			70.7	10.05
NGC 2396	8.52				Alessi 21	7.7				70.74	22.23
Sgr OB7	6.45		0.03	0.1	BDSB 3	8.255				70.95	12.2
Sigma Ori	6.1				NGC 1976	6				71.26	0.98
Turner 2	7.9				NGC 6618	6		0.046	0.095	71.28	17.02
Pismis 16	7.1				Ruprecht 79	7.265				71.39	18.69
Trumpler 16	6.5				ASCC 63	7.25				71.82	30.03
ASCC 48	9.185	0.021			Pismis 4	8.155		-0.2		71.83	9.16
Platais 3	8.8				Melotte 20	7.7				72.23	9.47
NGC 1912	8.35				NGC 1960	7.565	0.078			72.4	11.44
Muzzio 1	6.5				Collinder 205	7.03				72.44	9.24
NGC 3496	8.895	0.023			Trumpler 18	7.69				72.87	6.28
vdBergh 1	8.315				NGC 2244	6.7				72.94	7.99
ASCC 19	7.5				ASCC 21	7.11				73.04	0.48
Stock 12	8.45				Alessi 20	7.575	0.188			73.13	5.43
IC 4665	7.63		-0.03	0.04	NGC 6633	8.76		0.06	0.01	73.55	7.75
BDSB 46	7.25				Frolov 1	7.588				73.6	37.96
ASCC 48	9.185	0.021			Ruprecht 64	8.45				73.9	8.27
Roslund 3	7.7				Harvard 20	8.05				73.95	3.33
Alessi 3	8.87		-0.275	0.111	NGC 2547	7.89		-0.16	0.09	74.05	9.99
NGC 7380	7.25				Cep OB5	7.5				74.19	8.72
NGC 5662	8.275	0.09			Loden 1194	8.705				74.31	8.28
Dolidze 5	8.1				Dolidze 36	8.92				74.32	31.3
FSR 0222	7.2				Berkeley 87	7.1				74.36	7.55
Loden 1194	8.705				Loden 807	8.3				74.41	3.24
Platais 8	7.75		-0.292	0.101	Platais 9	8.09				74.63	9.09
Loden 481	8.385	0.042			NGC 3766	7.95				74.78	2.14
Alessi 3	8.87		-0.275	0.111	Collinder 135	7.6		-0.219	0.096	75.08	7.98
Alessi 5	7.765		-0.382	0.1	NGC 3532	8.65		0.019	0.112	75.08	1.1
NGC 6613	7.705	0.067			Dolidze 28	8.25		_		75.17	3.16
NGC 2547	7.89		-0.16	0.09	NGC 2516	8.475		-0.373	0.098	75.56	6.58
vdBergh-Hagen 56	7.3				DBSB 36	7.5				75.81	2.85

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 5 2022

Приложение 1. Продолжение

Ина оконнония 1		0.1-4	EaU	a EaU	Ина окончония 2		a 1= 4	EaH	e_Fe	δ <i>R</i> ,	δ <i>V</i> ,
имя скопления т		e_lg t	геп	е_геп	имя скопления 2		e_lg t	геп	Н	пк	км/с
Platais 6	7.96	0.006			Collinder 70	7.4		0.144	0.08	75.91	7.37
ASCC 19	7.5				NGC 1981	7.11	0.001			76.33	8.2
ASCC 67	7.67				Ruprecht 97	8.65		-0.59		76.63	1.77
Stock 2	8.44		-0.14	0.2	Stock 23	8.3				76.65	23.9
Hogg 10	6.785				NGC 3572	6.925				77.15	0.91
DBSB 101	8.05				Ruprecht 119	8.435				77.28	25.92
IC 2395	7.27	0.048	0		vdBergh-Hagen 56	7.3				77.46	9.22
Stock 12	8.45				Aveni-Hunter 1	8.186	0.173			77.61	30.48
FSR 0852	9				S 242.Sh2 242	6.4				77.75	16.24
Turner 5	8.49		-0.258	0.099	Trumpler 10	7.38				77.8	17.79
ASCC 19	7.5				Sigma Ori	6.1				77.94	10.28
FSR 0052	7.5				NGC 6613	7.705	0.067			78.27	0.36
ASCC 96	8.4				ASCC 98	8.045				78.32	19.09
Melotte 22	8.15		-0.036	0.116	Melotte 20	7.7				78.71	3.17
Loden 915	8.445				Loden 682	8.47				78.97	2.5
ASCC 105	7.91				Roslund 5	7.57				79.03	3.58
ASCC 14	8.53				FSR 0777	7				79.13	3.03
Platais 6	7.96	0.006			ASCC 21	7.11				79.31	7.05
ASCC 43	8.215				NGC 2448	7.25				79.36	60.49
Platais 6	7.96	0.006			ASCC 24	7.3				79.57	7
ASCC 18	7.15				Platais 6	7.96	0.006			79.63	2.45
NGC 2422	8.12		0.008	0.116	NGC 2396	8.52				80.04	21.15
Sco OB4	6.82		-0.063	0.129	NGC 6334	8.32	0.062			80.07	0.55
Alessi 20	7.575	0.188			ASCC 5	7.78				80.19	24.88
Collinder 70	7.4		0.144	0.08	Collinder 69	6.76				80.32	11.84
NGC 6334	8.32	0.062			NGC 6396	7.505				80.37	25.8
Collinder 111	7.7				Collinder 97	8.4				80.43	12.43
Mamajek 1	6.99				IC 2391	8.05		-0.155	0.1	80.96	4.03
ASCC 18	7.15				ASCC 20	7				81.22	1.87
Platais 6	7.96	0.006			NGC 1977	6.6				81.42	0.72
DBSB 156	7.3				DBSB 164	7.3				81.56	34.04
Stock 5	7.7				NGC 743	8.29	0.09			81.65	2.61
NGC 6204	8		-1.053	0.15	NGC 6193	6.7				82.01	10.29
ASCC 18	7.15				Sigma Ori	6.1				82.13	5.2
Ruprecht 93	8.755		0.153	0.13	ASCC 64	8.1	0.136			82.16	7.49
NGC 3324	6.1		-0.474	0.14	NGC 3293	6.75				82.19	19.83
NGC 6882	8.2		-0.02	0.01	ASCC 105	7.91				82.49	2.68
Lynga 2	8.43	0.06			Loden 1010	8.825				82.55	3.1
ASCC 19	7.5				Platais 6	7.96	0.006			82.68	7.53
ASCC 18	7.15				NGC 1981	7.11	0.001			82.78	3.12
NGC 6913	7.51				FSR 0222	7.2				82.81	0.86
ASCC 16	7				NGC 1976	6				82.83	1.17
ASCC 18	7.15				Collinder 65	8.065				82.87	1.34
Czernik 4	7.715				NGC 433	7.81				82.9	19.85
ASCC 19	7.5				ASCC 20	7				83.02	3.21
NGC 2232	7.7		0.32	0.08	NGC 1977	6.6				83.02	5.45
Collinder 140	7.7		-0.1	0.15	vdBergh-Hagen 23	7.14				83.05	1.86

Приложение 1. Продолжение

Има скопления 1		a lat	FeH	e FeH	Има скопления 2		a lat	FeH	e_Fe	δ <i>R</i> ,	δ <i>V</i> ,
имя скопления т		e_ig <i>i</i>	1,611	e_ren	ИМЯ СКОПЛЕНИЯ 2		$e_{lg}l$	1,611	Н	пк	км/с
NGC 6268	8.65	0.042			NGC 6242	7.55				83.1	8.9
Trumpler 17	7.775				Trumpler 14	6				83.12	7.76
ASCC 20	7				NGC 1976	6				83.26	6.09
Dias 5	8.1				NGC 6618	6		0.046	0.095	83.29	21.43
Platais 6	7.96	0.006			Sigma Ori	6.1				83.34	2.76
ASCC 8	7.77				IRAS 02232+6138	6.85				83.51	34.23
ASCC 44	7.9				Pismis 4	8.155		-0.2		83.7	5.23
Per OB2	7.355				IC 348	6.78				83.74	4.91
DBSB 36	7.5				NGC 2925	7.805				83.91	4.46
Kronberger 72	8.85				Biurakan 2	7.23	0.111			83.97	24.17
Pismis 17	7.4		-0.145	0.113	ASCC 62	6.995				84.05	19.14
NGC 6322	7.16				NGC 6249	8.09	0.202			84.11	12.57
Lynga 6	7.45				NGC 6067	7.97		0.138	0.06	84.17	22.62
NGC 6664	7.9				NGC 6694	8.12	0.029			84.17	1.57
ASCC 18	7.15				ASCC 16	7				84.19	5.39
Platais 8	7.75		-0.292	0.101	NGC 2451A	7.76		-0.531	0.101	84.24	10.4
NGC 6514	6.9				Collinder 367	7.295				84.51	2.11
NGC 6416	8.2		-0.613	0.095	vdBergh-Hagen 221	7.8				84.58	9.25
ASCC 14	8.53				BDSB 73	8.875				84.58	3.49
NGC 6383	6.6				Trumpler 27	7.58		-0.193	0.09	84.75	1.36
NGC 6178	7.51				NGC 6204	8		-1.053	0.15	84.81	20.75
Trumpler 21	7.85				Lynga 1	8.39				84.85	17.78
Trumpler 14	6				ASCC 62	6.995				84.87	37.01
NGC 2547	7.89		-0.16	0.09	Trumpler 10	7.38				84.88	9.28
NGC 5316	8.23		0.045	0.13	Trumpler 21	7.85				84.94	36.47
ASCC 123	8.191				NGC 7092	8.569	0.054	0.15		84.97	17.09
NGC 2428	8.615	0.039	-0.145	0.105	Ruprecht 151	8.15		-0.102	0.102	85.02	1.99
NGC 6167	8.19				Ruprecht 121	8.425				85.08	1.27
Collinder 70	7.4		0.144	0.08	NGC 1976	6				85.45	9.14
Ruprecht 92	7.65		0.201	0.13	Bochum 11	6				85.83	30.02
NGC 1582	8.665	0.069			FSR 0686	7.5				85.97	13.62
Turner 9	8.03				ASCC 110	8.55				86.04	2.37
ASCC 19	7.5				ASCC 16	7				86.09	10.46
IC 2395	7.27	0.048	0		DBSB 36	7.5				86.17	12.07
Trumpler 14	6				Pismis 17	7.4		-0.145	0.113	86.2	56.15
DBSB 62	6.9				Ruprecht 92	7.65		0.201	0.13	86.48	20.33
NGC 6322	7.16				NGC 6268	8.65	0.042			86.48	41.94
Ruprecht 119	8.435				NGC 6193	6.7				86.6	32.73
Stock 13	7.37				Ruprecht 93	8.755		0.153	0.13	86.69	35.07
ASCC 19	7.5				NGC 2232	7.7		0.32	0.08	87.21	1.36
NGC 3228	8.42				Loden 143	8.45				87.4	15.53
Trumpler 17	7.775				Bochum 11	6				87.47	25.41
BDSB 73	8.875				FSR 0777	7				87.54	6.51
NGC 2270	8.915	0.036			vdBergh 1	8.315				87.55	22.95
Trumpler 33	7.84		-1.544	0.19	NGC 6618	6		0.046	0.095	87.58	14.59
Kronberger 72	8.85				NGC 6910	7.53	0.026			87.67	32.97
Feigelson 1	6.6				IC 2391	8.05		-0.155	0.1	87.76	3.74

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 5 2022

Приложение 1. Продолжение

			D . 11		14			E.H	e_Fe	δ <i>R</i> ,	δ <i>V</i> ,
имя скопления 1		e_lg t	ген	е_ген	имя скопления 2		e_lg t	ген	Н	ПК	км/с
NGC 2437	8.35		-0.47	0.131	Ruprecht 26	7.8		0.313	0.11	88.17	11.11
IC 2602	8.345		-0.099	0.101	Platais 9	8.09				88.33	5.43
vdBergh-Hagen 23	7.14				NGC 2451B	8.23		-0.45		88.73	4.38
NGC 3496	8.895	0.023			Collinder 223	8.2		-0.217	0.1	88.74	4.17
NGC 6281	8.5	0.062	0		NGC 6124	8.285				88.78	3
NGC 3590	7.4				NGC 3766	7.95				88.95	3.76
ASCC 24	7.3				Sigma Ori	6.1				89.09	9.76
NGC 2383	8.69	0.061			Trumpler 7	8	0.001			89.14	25.02
NGC 1977	6.6				ASCC 24	7.3				89.19	6.28
Platais 6	7.96	0.006			ASCC 20	7				89.22	4.32
Alessi 3	8.87		-0.275	0.111	Collinder 132	7.51				89.28	1.8
NGC 5617	8.25				Cir OB1	6.8				89.33	44.21
Sigma Ori	6.1				Collinder 69	6.76				89.39	1.71
Collinder 69	6.76				NGC 1662	8.695	0.036	-0.095	0.01	89.39	16.34
NGC 1545	8.81	0.017	-0.06	0.09	NGC 1528	8.55				89.43	0.12
NGC 6613	7.705	0.067			Turner 2	7.9				89.46	5.62
Mamajek 3	7.5				Alessi 13	8.72		0.06	0.15	89.58	7.22
Dutra-Bica 58	6				NGC 6383	6.6				89.6	2.39
ASCC 43	8.215				NGC 2447	8.68	0.022	-0.095	0.11	89.91	58.44
Collinder 97	8.4				NGC 2251	8.455	0.074	0.25	0.04	89.97	2.19
Basel 8	7.925	0.099			Collinder 107	7.165	0.016			90.18	9.67
Pismis 21	8.11				NGC 5823	8.96	0.025			90.48	15.4
Hogg 12	7.6				NGC 3766	7.95				90.7	6.44
Biurakan 2	7.23	0.111			NGC 6913	7.51				90.73	0.09
Ruprecht 92	7.65		0.201	0.13	Pismis 17	7.4		-0.145	0.113	91.02	68.52
ASCC 47	7.88				ASCC 50	7.8				91.08	2.99
ASCC 24	7.3				NGC 1981	7.11	0.001			91.22	7.67
ASCC 99	8.75				Ruprecht 145	8.9		-0.127	0.08	91.35	10.08
IC 4996	7.15				NGC 6871	6.99				91.67	31.31
Collinder 65	8.065				ASCC 21	7.11				91.75	3.26
IC 2714	8.65	0.036	0.01	0.01	Ruprecht 164	7.7				91.95	15.47
Trumpler 28	6.6		0.326	0.11	Trumpler 26	8.17	0.041			92.03	1.05
Platais 6	7.96	0.006			NGC 1981	7.11	0.001			92.43	0.67
vdBergh-Hagen 99	8		90.128	0.117	NGC 3228	8.42				92.46	8.5
Collinder 135	7.6		-0.219	0.096	vdBergh-Hagen 23	7.14				92.46	2.39
NGC 6613	7.705	0.067			Trumpler 33	7.84		-1.544	0.19	92.62	3.19
DBSB 62	6.9				Melotte 105	8.375				92.71	3.11
BDSB 37	8.6				Markarian 50	7.1				92.87	11.15
NGC 6639	8.93				Ruprecht 145	8.9		-0.127	0.08	93.17	18.19
Trumpler 15	7.08				Trumpler 17	7.775				93.39	22.01
ASCC 18	7.15				NGC 2232	7.7		0.32	0.08	93.41	3.72
Loden 682	8.47				ESO 130-08	9.01	0.032	-0.25	0.14	93.6	4.83
Ruprecht 27	8.41				NGC 2527	8.91	0.031	0.208	0.11	93.99	31.85
FSR 0052	7.5				Dolidze 28	8.25				94.06	3.52

Приложение 1. Окончание

Имя скопления 1		e_lg t	FeH	e_FeH	Имя скопления 2		e_lg t	FeH	e_Fe H	δ <i>R</i> , пк	δ <i>V</i> , км/с
ESO 175-06	8.6				Loden 1194	8.705				94.31	12.39
Ruprecht 18	8.455	0.023	-0.01	0.09	ASCC 37	8.73	0.059			94.37	11.84
vdBergh-Hagen 56	7.3				ASCC 47	7.88				94.59	5.22
Collinder 65	8.065				Collinder 69	6.76				94.81	8.26
NGC 6583	9		0.37	0.03	ASCC 93	6.1				94.97	5.01
NGC 6613	7.705	0.067			Dias 5	8.1				94.97	10.03
Turner 3	7.46				Sgr OB7	6.45		0.03	0.1	95	0.64
NGC 6882	8.2		-0.02	0.01	Roslund 5	7.57				95	6.26
Sgr OB6	7.5				NGC 6611	6.33				95.03	3.2
ASCC 7	7.4				Basel 10	7.6				95.14	17.29
ASCC 111	6.65				Berkeley 86	6.8				95.28	16.52
Collinder 197	7.2				vdBergh-Hagen 34	8.48				95.3	11.24
NGC 2068	6.45				ASCC 22	8.455				95.4	27.36
Collinder 107	7.165	0.016			NGC 2244	6.7				95.41	0.12
NGC 6823	7.01				NGC 6830	8.105	0.062			95.89	4.11
Melotte 20	7.7				Platais 2	8.313				95.9	10.73
NGC 6134	9.015	0.019	0.15	0.07	NGC 6208	9.28		-0.03		96	1.8
ASCC 127	7.82				Stock 12	8.45				96.03	9
Alessi 20	7.575	0.188			ASCC 4	8.65				96.12	9.24
Collinder 70	7.4		0.144	0.08	ASCC 24	7.3				96.21	0.37
Collinder 135	7.6		-0.219	0.096	NGC 2547	7.89		-0.16	0.09	96.63	2.01
NGC 6250	7.42				NGC 6178	7.51				96.92	2.68
NGC 2232	7.7		0.32	0.08	Collinder 70	7.4		0.144	0.08	97.03	1.2
FSR 1418	8.85	0.033			Ruprecht 67	8.6				97.03	10.57
Platais 6	7.96	0.006			ASCC 16	7				97.25	2.94
Ruprecht 107	8.235				Loden 995	8.625		-0.131	0.09	97.36	85.59
NGC 6613	7.705	0.067			NGC 6618	6		0.046	0.095	97.37	11.4
NGC 6193	6.7				Ruprecht 121	8.425				97.61	7.03
Trumpler 17	7.775				Ruprecht 92	7.65		0.201	0.13	97.71	4.61
ASCC 73	8.19				Loden 807	8.3				97.78	14.83
Ruprecht 164	7.7				Lynga 15	7.4				97.86	0.63
Loden 402	8.4				Ruprecht 97	8.65		-0.59		98.23	16.82
Loden 565	8.375				ESO 130-08	9.01	0.032	-0.25	0.14	98.28	23.23
NGC 2232	7.7		0.32	0.08	Sigma Ori	6.1				98.38	8.92
Bochum 11	6				Collinder 228	6.68				98.42	16.47
NGC 2527	8.91	0.031	0.208	0.11	Haffner 13	7.52	0.275			98.54	26.06
ASCC 19	7.5				Collinder 65	8.065				98.58	3.74
BDSB 73	8.875				NGC 1960	7.565	0.078			98.69	6.63
Roslund 2	6.78				NGC 6823	7.01				98.75	0.29
Stock 13	7.37				NGC 3590	7.4				98.75	21.01
Platais 6	7.96	0.006			Collinder 69	6.76				99.24	4.47
Mamajek 1	6.99				Alessi 13	8.72		0.06	0.15	99.41	1.2
NGC 6883	7.71	0.059			Feibelman 1	6.7				99.58	27
ASCC 125	6.7				Cep OB3	7.75				99.67	3.92
Platais 5	7.78				Collinder 132	7.51				99.85	3.02

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 5 2022

376

ДВОЙНЫЕ СКОПЛЕНИЯ: ТЕОРИЯ И НАБЛЮДЕНИЯ

Имя			Имя	скопления 2			
скопления 1	SMD	ESP	P1989	S1995	S2018T4	S2018T5	LP2019
	I	Парь	ы встречают	ся в табл. 8			
Alessi 20	Stock 12 ASCC 5 ASCC 4				Stock 12		Stock 12
Alessi 13	Mamajek 1 Mamajek 3					Mamajek 1	
Collinder 394	NGC 6716 ASCC 99					NGC 6716	
NGC 2447	NGC 2448 ASCC 43						NGC 2448
ASCC 58	NGC 3228 vdBergh-Hagen 9 Loden 1439						NGC 3228
NGC 6633	IC 4665		IC 4665			IC 4756	IC 4756
NGC 6871	IC 4996		IC 4996				Gulliver 17
ASCC 105	Roslund 5 NGC 6882				Roslund 5		NGC 6793
ASCC 16	ASCC 19 ASCC 21 ASCC 20 Collinder 70 Sigma Ori NGC 1981 NGC 1977 Collinder 69 NGC 1976 ASCC 18 Platais 6				ASCC 19 ASCC 21		ASCC 19
ASCC 19	ASCC 16 ASCC 18 NGC 1977 Collinder 70 ASCC 21 NGC 1981 Sigma Ori Platais 6 ASCC 20 NGC 2232 Collinder 65	UBC 17a			ASCC 16 Gulliver 6		ASCC 16
Roslund 5	ASCC 105 NGC 6882				ASCC 105		Teutsch 35
IC 2391	IC 2602 Platais 8 Platais 9 NGC 2451A Mamajek 1 Feigelson 1		IC 2602				

Приложение 2. Кросс каталог пар скоплений, часть 2

Имя		Имя скопления 2									
скопления 1	SMD	ESP	P1989	S1995	S2018T4	S2018T5	LP2019				
IC 2602	Platais 8 Feigelson 1 IC 2391 Mamajek 1 Platais 9				Platais 8	Platais 8					
IC 4665	NGC 6633 Collinder 350		NGC 6633								
NGC 6823	NGC 6830 Roslund 2		NGC 6830								
NGC 1981 Collinder 70	Collinder 70 Sigma Ori NGC 1977 ASCC 20 ASCC 16 ASCC 21 NGC 1976 ASCC 19 ASCC 19 ASCC 18 ASCC 24 Platais 6 NGC 1981 Sigma Ori ASCC 20 ASCC 21 ASCC 16 NGC 1977			Collinder 70 NGC 1981							
	ASCC 19 ASCC 18 Collinder 69 NGC 1976 NGC 2232 ASCC 24										
	I	Γ	Іар нет в Таб	блице 8	I	I					
ASCC 97					IC 4725		NGC 6656				
Gulliver 6		UBC 17b			ASCC 19 NGC 2232						
NGC 1582	FSR 0686	COIN-Gaia 39					ASCC 12				
NGC 2232	ASCC 24 Platais 6 NGC 1977 ASCC 19 ASCC 18 Collinder 70 Sigma Ori				Gulliver 6		LP 2383				
NGC 7160	Pismis-Moreno 1					IC 1396	FSR 0398				
NGC 6694	NGC 6664		NGC 6705								

Приложение 2. Продолжение

Приложение 2.	Окончание
---------------	-----------

Имя	Имя скопления 2							
скопления 1	SMD	ESP	P1989	S1995	S2018T4	S2018T5	LP2019	
NGC 1545	NGC 1528			NGC 1513				
NGC 1912	FSR 0777 ASCC 14 BDSB 73 NGC 1960			NGC 1907				
NGC 6208	NGC 6134			NGC 6512				
Collinder 140	Collinder 135 Collinder 132 vdBergh-Hagen 23				NGC 2451B			
ASCC 101	ASCC 100 Stephenson 1				NGC 7058			
Alessi 21	NGC 2396					NGC 2422		
IC 1396	ASCC 114					NGC 7160		
NGC 5617	Cir OB1					Trumpler 22		
NGC 6705	NGC 6694						LP 1235	
Trumpler 7	NGC 2383						Haffner 5	
NGC 5281	NGC 5316 Trumpler 21						Collinder 277	
Ruprecht 26	Ruprecht 151 NGC 2428 NGC 2437						NGC 2360	
NGC 6383	NGC 6396 Trumpler 27 Dutra-Bica 58						NGC 6416	
NGC 1027	SAI 24						NGC 886	
NGC 2423	Bochum 4						NGC 2358	
NGC 5662	ESO 175-06 Loden 1194						NGC 5822	
Stock 5	NGC 743						FSR 0551	
IC 2395	vdBergh-Hagen 56 DBSB 36						Pismis 4	
Lynga 2	Loden 1010						LP 2309	
Alessi 5	NGC 3532						BH 99	
Stock 2	Stock 23						Alessi 95	

n = 7 пар, S1995 n = 5, S2018T4 n = 11, S2018T5 n = 9, LP2019 n = 42. Всего в нашем распоряжении оказались 428 двойных скоплений.

2) Разные списки частично перекрываются, для учета этого был составлен кросс каталог.

3) Большинство найденных пар входят в состав распадающихся ОВ ассоциаций и представляют собой визуально двойные пары. Среди них только три пары 1) NGC 3590, Hogg 12; 2) ASCC

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 5 2022

19, UBC 17a; 3) Gulliver 6, UBC 17b являются физически связанными тесными двойными парами, ТДРС.

Анализ условий образования ТДРС показал, что возникновение пар скоплений в ходе фрагментации исходных газовых облаков происходит в отсутствие их "глубокого" коллапса. Случайное образование ТДРС из близких скоплений одной ОВ ассоциации маловероятно. Хотя, следует отметить, что такое событие подтверждается обнаружением двойного молодого звездного скопления NGC 2264 [65] с разделением компонентов около четырех пк. Есть свидетельства даже о возможном столкновении двух звездных скоплений в Галактике, а именно IC 4665 и Collinder 350. Это рассеянные скопления, расположенные на расстоянии ~330 пк от Солнца и ~100 пк над плоскостью Галактики, их пространственные скорости имеют небольшое различие (Collinder 350 движется на ~ 5 км/с быстрее, чем IC 4665) [66].

БЛАГОДАРНОСТИ

В этой работе использовались данные миссии Gaia Европейского космического агентства (ESA) (https://www.cosmos.esa.int/gaia), обработанные Консорциумом обработки и анализа данных Gaia (DPAC, https:// www. .cosmos.esa.int / web / gaia / dpac / consortium). Финансирование DPAC было предоставлено национальными учреждениями, в частности учреждениями, участвующими в Многостороннем соглашении Gaia. Веб-сайт миссии Gaia: https://www.cosmos.esa.int/gaia. Веб-сайт архива Gaia: https://archives.esac.esa.int/gaia.

В этом исследовании использовалась база данных SIMBAD (http://cds.u-strasbg.fr), работающая в CDS, Страсбург, Франция. Авторы благодарят рецензента за полезные замечания позволившие улучшить статью.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и DFG в рамках научного проекта "Теоретическая химико-динамическая модель диска Галактики: рассеянные скопления как маркеры динамической эволюции", грант РФФИ 20-52-12009.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- А. Г. Масевич, А. В. Тутуков, Эволюция звезд: теория и наблюдения (М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 280 с., 1988).
- 2. *H. Kondo, K. Tokuda, K. M. Maraoka et al.* Astrophys. J. **912**, id. 66 (2021).
- 3. D. Krolikoski, A. Kraus, A. Rizzuto, Astron. J. 162, id.110 (2021).
- A. Tutukov, M. Sizova, S. Vereshchagin, Astron. Rep. 64, 827 (2020).
- 5. *B. Messow, R. R. E. Schorr*, Astronomische Abhandlungen der Hamburger Sternwarte, **2**, 1 (1913).
- 6. *P. T. Oosterhoff*, Annalen van de Sterrewacht te Leiden 17, A1 (1937).
- H. Yu, Z. Shao, A. Diaferio, L. Li, Astrophys. J. 899, id.144 (2020).
- W. S. Dias, B. S. Alessi, A. Moitinho, J. R. D. Lépine, Astron. and Astrophys. 389, 871 (2002).
- 9. T. Currie, J. Hernandez, J. Irwin, S. J. Kenyon, et al., Astrophys. J. 186, 191 (2010).

- 10. *Gaia Collaboration, A. G. A. Brown, A. Vallenari, et al.*, Astron. and Astrophys. **616**, A1 (2018).
- 11. C. L. Slesnick, L. A. Hillenbrand, Astrophys. J. 576, 880 (2002).
- N. V. Kharchenko, A. E. Piskunov, S. Röser, E. Schilbach, R.-D. Scholz, Astron. and Astrophys. 438, 1163 (2005).
- 13. M. Wenger, F. Ochsenbein, D. Egret, P. Dubois, et al., Astron. and Astrophys. Supp. **143**, 9 (2000).
- 14. T. Currie, S. J. Kenyon, Z. Balog, A. Bragg, S. Tokarz, Astrophys. J. 669, L33 (2007).
- 15. J. Zhong, L. Chen, M. B. N. Kouwenhoven, L. Li, Z. Shao, J. Hou, Astron. and Astrophys. **624**, A34 (2019).
- 16. M. A. Kuhn, E. D. Feigelson, K. V. Getman, et al., Astrophys. J. 787, 107 (2014).
- 17. C. D. Garmany, R. E. Stencel, Astron. and Astrophys. Supp. 94, 211 (1992).
- 18. A. E. Bragg, S. J. Kenyon, Astron. J. 130, 134 (2005).
- 19. R. Priyatikanto, M. B. N. Kouwenhoven, M. I. Arifyanto, H. R. T. Wulandari, S. Siregar, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 457, 1339 (2016).
- 20. *R. Larson*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **194**, 809 (1981).
- 21. A. Tutukov, Astron. Rep. 63, 79 (2019).
- 22. A. Tutukov, Astron. and Astrophys. 70, 57 (1978).
- 23. A. M. Cherepashchuk Close binary stars. In 2 parts (Fizmatlit, 2013).
- 24. A. Reiss, A. Fillipenko, P. Challis et al., Astrophys. J. 116, 1009 (1998).
- S. Perlmutter, G. Aldering, G. Goldhaber et al., Astrophys. J. 517, 565 (1999).
- 26. K. Janes, D. Adler, Astrophys. J. Supp. 49, 425, (1982).
- 27. K. A. Barkhatova, S. A. Kutuzov, L. P. Osipkov, Astron. zhurn. 64, 956 (1987).
- 28. K. A. Barkhatova, L. P. Osipkov, S. A. Kutuzov, Soviet Astron. 33, 596 (1989).
- 29. A. V. Loktin, Astron. and Astrophys. Trans. 14, 181 (1997).
- 30. M. M. Muminov, S. N. Nuritdninov, A. A. Latyov, Yu. Muslimova, Astron. and Astrophys. Trans. 18, 645 (2000).
- 31. E. D. Pavlovskaya, A. A. Filippova, Soviet Astron. 33, 6 (1989).
- 32. *P. M. Williams*, Monthly Not. Astron. Soc. Southern Africa **26**, 139 (1967).
- 33. O. J. Eggen, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **120**, 563 (1960).
- 34. O. J. Eggen, Astrophys. J. 188, 59 (1974).
- 35. *G. Lynga, S. Wramdemark*, Astron. and Astrophys. **132**, 58 (1984).
- 36. *E. Bica, C. Bonatto, C. Dutra*, Astron. and Astrophys. **489**, 1129, (2008).
- 37. K. A. Barkhatova, Soviet Astron. 2, 410 (1958).
- 38. F. Piché, Publ. Astron. Soc. Pacif. 105, 324 (1993).
- D. van de Putte, T. P. Garnier, I. Ferreras, R. P. Mignani, M. Cropper, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 407, 2109 (2010).

- 40. *R. de la Fuente Marcos, C. de la Fuente Marcos, D. Reilly*, Astrophys. and Space Sci. **349**, 379 (2014).
- 41. *R. de la Fuente Marcos, C. de la Fuente Marcos*, Astron. and Astrophys. Lett. **500**, L13 (2009).
- 42. J. C. Mermilliod, Bull. d'Inform. Centre de Donnees Stellaires 35, 77 (1988).
- M. Netopil, E. Paunzen, C. Stütz, Astrophys. and Space Sci. Proceedings, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 53, (2012).
- 44. G. Beccari, H. M. J. Boffin, T. Jerabkova, N. J. Wright, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc. Lett. 481, L11 (2018).
- N. V. Kharchenko, A. E. Piskunov, S. Roeser, E. Schilbach, R.-D. Scholz, Astron. and Astrophys. 558, A53 (2013).
- 46. A. Subramaniam, U. Gorti, R. Sagar, H. C. Bhatt, Astron. and Astrophys. **302**, 86 (1995).
- C. Soubiran, T. Cantat-Gaudin, M. Romero-Gómez, et al., Astron. and Astrophys. 619, A155 (2018).
- 48. *C. Conrad, R.-D. Scholz, N. V. Kharchenko, et al.*, Astron. and Astrophys. **600**, A106 (2017).
- G. M. De Silva, G. Carraro, V. D'Orazi, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 453, 106 (2015).
- 50. L. Casamiquela Floriach, PhD Thesis, Universitat de Barcelona, Spain, (2017).
- 51. L. Liu, X. Pang, Astrophys. J. Supp. 245, 32 (2019).
- 52. T. Cantat-Gaudin, C. Jordi, A. Vallenari, A. Bragaglia, et al., Astron. and Astrophys. **618**, A93 (2018).
- P. J. McMillan, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 465, 1 (2017).

- 54. A. Castro-Ginard, C. Jordi, X. Luri, F. Julbe, M. Morvan, L. Balaguer-N'u[~]nez, T. Cantat-Gaudin, Astron. and Astrophys. **618**, A59 (2018).
- A. Castro-Ginard, C. Jordi, X. Luri, T. Cantat-Gaudin, L. Balaguer-Núñez, Astron. and Astrophys. 627, A35 (2019).
- 56. T. Cantat-Gaudin, A. Krone-Martins, N. Sedaghat, A. Farahi, et al., Astron. and Astrophys. 624, A126 (2019).
- 57. Y. Tarricq, C. Soubiran, L. Casamiquela, T. Cantat-Gaudin, et al., Astron and Astrophys. 647, A19 (2021).
- A. E. Piatti, J. J. Clariá, A. V. Ahumada, Publ. Astron. Soc. Pacif. 122, 516 (2010).
- 59. *M. Piecka, E. Paunzen*, Astron and Astrophys. **649**, A54 (2021).
- 60. *A. Fraser-McKelvie, M. Merrifield, A. Aragon-Salamanca*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **489**, 5 (2019).
- 61. J-W. Lee, Ch. Sneden, Astrophys. J. 909, 1676 (2021).
- 62. G. Valle, A. Milone, C. Legioia et al., Astrron. J. **920**, 129 (2014).
- A. Bragaglia, Ch. Sneden, E. Carretta, et al., Astrophys. J. 786, 68 (2021).
- 64. *M. D. Sizova, S. V. Vereshchagin, B. M. Shustov, N. V. Chupina*, Astron. Rep. **64**, 711, (2020).
- 65. *R. J. Parker, Ch. Schoettler*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **510**, 1136 (2022).
- 66. A. E. Piatti, K. Malhan, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. Lett. **511**, L1 (2022).

ОГРАНИЧЕНИЕ НА КОЛИЧЕСТВО ПЕРВИЧНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР ИЗ-ЗА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ПЫЛЬЮ

© 2022 г. А. Н. Мелихов^{1, *}, Е. В. Михеева^{1, **}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия *E-mail: melikhov94@inbox.ru **E-mail: helen@asc.rssi.ru Поступила в редакцию 27.12.2021 г. После доработки 18.01.2022 г. Принята к публикации 24.01.2022 г.

Фотоны, излученные первичными черными дырами (ПЧД) вследствие эффекта Хокинга, являются одним из факторов нагрева межзвездной пыли. На основе данных о температуре пыли найдены ограничения на долю ПЧД в темной материи для разных распределений ПЧД с массами $10^{15} < M < 10^{17}$ г.

Ключевые слова: первичные черные дыры. **DOI:** 10.31857/S0004629922050048

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к ПЧД значительно усилился после недавнего детектирования LIGO гравитационных волн от сливающихся черных лыр [1]. В ходе анализа данных было обнаружено, что собственный момент вращения этих черных дыр близок к нулю, что сложно объяснить для астрофизических черных дыр, но вполне логично для ПЧД. Помимо этого, массы сливающихся черных дыр, детектированных LIGO, оказались гораздо больше, чем у черных дыр, известных по другим наблюдательным данным (например, по анализу рентгеновских двойных) (см., напр., обзор [2] и анализ, проведенный в [3]). Кроме того, до сих пор открыт вопрос о том, что является носителем темной материи (см. недавний обзор [4]): стерильные нейтрино с массой около 3 эВ, в пользу существования которых были недавно получены обнадеживающие результаты [5-7] не могут полностью решить проблему темной материи. Поэтому, на данный момент рассматриваются и такие кандидаты на эту роль, как ПЧД, космологические свойства которых делают их реальными кандидатами в холодную темную материю. Впервые идея о том, что ПЧД могут составлять темную материю, была высказана в [8].

В данной работе мы рассматриваем ПЧД в диапазоне масс от 10^{15} до 10^{17} г. ПЧД могли возникнуть в результате гравитационного коллапса неоднородностей первичного вещества в ранней Вселенной и могут составлять значительную часть темной материи [9–15]. Рождающиеся чер-

ные дыры будут иметь массы порядка величины массы внутри горизонта в момент их образования: $M \sim c^3 t/G \simeq 5 \times 10^{-19} (t/10^{-23} \text{ c}) M_{\odot}$, где c – скорость света, G – гравитационная постоянная, M_{\odot} – масса Солнца. Имеются ограничения на фракцию ПЧД в темной материи, полученные путем анализа внегалактического и галактического фонов гамма-излучения ([16–19] и [20–25], соответственно), фона реликтового излучения [26–30] и фона космических лучей [31].

2. МЕЖЗВЕЗДНАЯ ПЫЛЬ

Как известно, межзвездная пыль является одним из компонентов межзвездной среды наряду с межзвездным газом, межзвездными электромагнитными полями, космическими лучами и темной материей [32]. Масса межзвездной пыли составляет примерно 1% от массы межзвездного газа. Образование пыли в основном происходит в медленно истекающих атмосферах звезд - красных карликах, а также при взрывных процессах на звездах и выбросе газа из ядер галактик. Также пыль образуется в планетарных и протозвездных туманностях, звездных атмосферах и межзвездных облаках. Под действием газовых потоков и давления излучения пылинки выносятся в межзвездную среду, где они тормозятся, взаимодействуя с газом, и остывают до температур 10-20 К. Это приводит к намерзанию малолетучих молекул из межзвездного газа, в результате чего на пылинках образуется оболочка из "грязного льда" -



Рис. 1. Оптическая толща для колонковой плотности 10^{22} атомов Н [см⁻²] как функция обратной длины волны. Жирная линия – кривая, соответствующая модели MRN, точки – экспериментальные данные, штриховая линия – вклад графитовых частиц [32].

молекул воды с примесью многих других молекул. Под действием налипания электронов и фотоионизации пылинок излучением звезд, пылинки становятся электрически заряженными и поэтому способны взаимодействовать с электромагнитными полями. Наблюдательными проявлениями межзвездной пыли является поглошение ею света звезд, в результате чего свет звезд ослабевает и краснеет, поскольку в оптическом диапазоне экстинкция обратно пропорциональна длине волны. Спектр излучения межзвездной пыли в инфракрасном и субмиллиметровом диапазоне частот служит индикатором физических условий, а излучаемая мощность может давать информацию о популяциях звезд, которую невозможно узнать другими способами. Межзвездная пыль принимает активное участие в охлаждении межзвездной среды, а значит, способствует процессам звездообразования [32].

Фотон, поглощаемый пылинкой, приводит в тепловое движение частицы пылинки. При этом пылинка начинает излучать в непрерывном спектре, который может быть аппроксимирован планковским спектром излучения абсолютно черного тела. В Галактике большая часть ультрафиолетового излучения звезд перерабатывается в инфракрасное излучение пылинок.

В настоящее время нет единого мнения о химическом составе и форме межзвездной пыли. Сушествует несколько моделей, объясняющих свойства межзвездной пыли. В данной работе рассматривается модель MRN, предложенная в [33]. Согласно этой модели межзвездная пыль состоит из смеси графитовых и силикатных частиц примерно в равной массовой пропорции, при этом частицы имеют сферическую форму и размеры 0.005 < a < 0.25 мкм, а их распределение по размеру имеет степенной характер, $n(a) \sim a^{-3.5}$. Преимущество этой модели в том, что она хорошо объясняет кривую межзвездного поглощения в диапазоне длин волн 1100–10000 Å. На рис. 1 приведены наблюдательные данные по межзвездному поглощению, теоретическая кривая, следующая из модели MRN, и показан вклад графитовых частиц. Графитовые частицы ответственны за избыточное поглощение на длине волны 2175 Å.

3. ТЕПЛОВОЙ БАЛАНС И ТЕМПЕРАТУРА ПЫЛИ

Эффективность поглощения пыли играет важную роль в энергетическом балансе. Она равна отношению сечения поглощения к геометрическому сечению пылинки:

$$Q(\lambda) = \frac{C_{abs}}{\sigma_d},\tag{1}$$

где геометрическое сечение пылинки σ_d равно πa^2 , a - pадиус пылинки.

Часто для оценочных расчетов эффективность поглощения принимают как предложено в [34]

$$Q(\lambda) = \begin{cases} 1, & \lambda \le 2\pi a, \\ \frac{2\pi a}{\lambda}, & \lambda > 2\pi a. \end{cases}$$
(2)

Одной из важнейших характеристик пыли является ее температура. Равновесная температура пылинки определяется из условий энергетического баланса нагрева и охлаждения пылинки. Скорость нагрева пылинки определяется выражением

$$\frac{dE^{abs}}{dt} = 4\pi\sigma_d \int_0^\infty Q(\lambda)J(\lambda)d\lambda,$$
(3)

где $J(\lambda)$ — интенсивность излучения на длине волны λ , в которое помещена пылинка [34]. Скорость охлаждения пылинки равна

$$\frac{dE^{rad}}{dt} = 4\pi\sigma_d \int_0^{\infty} Q(\lambda)B(T_d,\lambda)d\lambda, \qquad (4)$$

где T_d — равновесная температура пылинки, $B(T_d, \lambda)$ — функция Планка.

Выражения (3) и (4) справедливы только для крупных частиц ($a \ge 0.01$ мкм). Для малых частиц характерна малая теплоемкость, что приводит к резкому возрастанию температуры мелких пылинок даже при поглощении небольших порций энергии, и поэтому температура пыли меняется скачкообразно. Между скачками температуры большинство мелких частиц охлаждаются до температуры реликтового излучения (2.7 К). Излучение пылинок происходит в основном, когда T_d выше равновесной [32]. Поэтому в нашей модели мы будем рассматривать только крупные пылинки с размерами от 0.01 до 0.25 мкм.

Температура пыли варьируется в зависимости от того, в какой области Галактики она находится. Вдали от околозвездных оболочек, в областях атомарного и молекулярного водорода, температура пыли может опускаться до 10-20 К. Если пыль находится в зонах НІІ, то ее температура лежит в диапазоне 30-200 К. Самые высокие значения температуры у пыли возникают в околозвездных оболочках. Здесь температура пылинок достигает 1000-1500 К [32]. Также внутри плотных облаков, где излучение от звезд сильно ослаблено, и пыль нагревается преимущественно за счет реликтового микроволнового излучения, температура пыли может падать до 6 К [34].

В работе [34] также приведены приближенные значения температуры для силикатной и графитовой составляющей пыли в зависимости от размера пылинки. Так, для силикатной составляющей пыли приближенное значение температуры равно

$$T_{sil} = 13.6 \left(\frac{1 \text{ MKM}}{a}\right)^{0.06} \text{ K}, \tag{5}$$

для графитовой составляющей

$$T_{gra} = 15.8 \left(\frac{1 \text{ MKM}}{a}\right)^{0.06} \text{ K.}$$
 (6)

4. МОДЕЛЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЧД

Предполагая, что ПЧД равномерно распределены во Вселенной, а пылинки – в нашей Галактике, рассмотрим ПЧД с массами $10^{15} \le M \le 10^{17}$ г. Пылинки принимают фотоны, излученные первичными черными дырами вследствие эффекта Хокинга. Считаем, что фотоны распространяются свободно, и поэтому взаимодействием с материей можно пренебречь. Поглощая энергию на всех длинах волн от ПЧД, пылинки нагреваются и излучают как абсолютно черное тело в инфракрасном диапазоне с равновесной температурой T_d, которая определяется из условия теплового баланса. При расчете скорости нагрева пылинки мы не учитываем нагрев от других источников. Сравнивая скорость нагрева и скорость охлаждения пыли, мы получаем ограничение на долю ПЧД, составляющих темную материю.

Согласно [35, 36], температура излучения ПЧД, *T*, определяется выражением:

$$k_{\rm B}T = \frac{\hbar c^3}{8\pi GM},\tag{7}$$

где $k_{\rm B}$ — постоянная Больцмана, при этом энергетический спектр фотонов от испарения одной ПЧД дается формулой:

$$\frac{dN_{\gamma}}{dt\,dE} = \frac{\Gamma}{2\pi\hbar} [\exp(E/k_{\rm B}T) - 1]^{-1},\tag{8}$$

где Г – серый фактор, который для высоких энер-

гий принимает вид
$$\Gamma = \frac{27G^2M^2E^2}{\hbar^2c^6}$$
 [37].

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

Поток излучения от ПЧД как функцию энергии и времени можно рассчитать следующим образом:

$$F(E,t) = \frac{c}{4\pi}u(E,t),$$
(9)

где u — плотность энергии, t — космологическое время, на котором испаряется черная дыра.



Рис. 2. Ограничения на долю ПЧД, составляющих темную материю, для монохроматической функции масс. Сплошной черной линией показаны ограничения, если излучение от ПЧД поглощается силикатной составляющей пыли, а пунктирной черной линией — графитовой составляющей. Также приведены ограничения, полученные по внегалактическому и галактическому фонам гамма-излучения в работах [16, 22, 23, 31] (цветные линии).

Плотность энергии ПЧД, регистрируемая в настоящий момент времени, задается выражением [16, 17, 38]

$$u_{0} = (1+z)^{-3}u(E,t_{em}) = n_{PBH}(t_{0})\int_{0}^{\infty} g(M)dM \times \\ \times \int_{t_{rec}}^{t_{0}} dt \int_{0}^{\infty} (1+z)^{2} E_{0} \frac{dN_{\gamma}}{dtdE} (E_{0}(1+z))dE = \\ = \frac{f\rho_{DM}}{M} \int_{0}^{\infty} g(M)dM \int_{z_{rec}}^{z_{0}} \left| \frac{dt}{dz} \right| dz \int_{0}^{\infty} (1+z)^{2} \times \\ \times E_{0} \frac{dN_{\gamma}}{dtdE} (E_{0}(1+z))dE,$$
(10)

где E_0 , $n_{PBH}(t_0)$, ρ_{DM} — энергия фотона, концентрация ПЧД и плотность темной материи на данный момент, соответственно; g(M) — функция масс ПЧД; t_{rec} , z_{rec} — время и красное смещение момента рекомбинации;

$$\left|\frac{dt}{dz}\right| = \frac{1}{(1+z)H_0[\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda + \Omega_\gamma(1+z)^4]^{0.5}},(11)$$

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 5 2022

где H_0 – постоянная Хаббла, Ω_m , Ω_Λ , Ω_γ – космологические плотности вещества, темной энергии и излучения соответственно.

Таким образом, поток излучения от ПЧД на настоящий момент времени равен

$$F_0 = \frac{c}{4\pi} u_0. \tag{12}$$

Подставляя (12) в (3), получаем скорость нагрева пылинки:

$$\frac{dE^{abs}}{dt} = 4\pi\sigma_d F_0.$$
(13)

Поскольку мы рассматриваем ПЧД с массами $10^{15}-10^{17}$ г, энергия их излучения ~1–100 МэВ. Даже если они расположены на $z = z_{rec}$, на данный момент фотоны от таких ПЧД должны доходить с энергией ~1–100 кэВ, что соответствует рентгеновскому излучению. Поэтому длины волн, на которых излучают ПЧД, $\lambda_{PBH} \ll 2\pi a$, и для расчета скорости нагрева пылинки мы принимаем $Q(\lambda) = 1$.



Рис. 3. Ограничения на долю ПЧД, составляющих темную материю, для логнормального распределения. Сплошными линиями показаны ограничения, если излучение от ПЧД поглощается силикатной составляющей пыли, пунктирными – графитовой составляющей. Для сравнения приведены результаты, полученные по внегалактическому и галактическому фону в работах [22, 24, 31] для логнормального распределения при $\sigma = 2$ (красные линии).

Пылинка при охлаждении излучает в инфракрасном диапазоне, поэтому для нее $\lambda_d > 2\pi a$, и для расчета скорости охлаждения мы принимаем $Q(\lambda) = 2\pi/\lambda$. Подставляя $Q(\lambda)$ в (4), найдем скорость охлаждения пылинки:

$$\frac{dE^{rad}}{dt} = 4\pi\sigma_d F_d,\tag{14}$$

где F_d — поток излучения пылинки.

В качестве функции масс мы рассмотрели два варианта — монохроматическую функцию масс (δ-функцию) и впервые предложенное в [9] логнормальное распределение, плотность вероятности которого имеет вид [39]:

$$g(M) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}M} \exp\left(\frac{-\lg^2(M/\mu)}{2\sigma^2}\right),$$
 (15)

где μ и σ – параметры распределения. Нормировка логнормального распредления на f учтена в формуле (10).

Самые строгие ограничения на долю ПЧД, составляющих темную материю, получаются, если принять минимальный размер пылинки a = 0.01 мкм. Для данного размера температура пыли графитовой и силикатной составляющей соответственно равна $T_{gra} = 17.93$ К, $T_{sil} = 20.83$ К. В результате получилась следующая скорость нагрева пылинки фотонами излучения Хокинга:

$$\frac{dE^{abs}}{dt} = 1.27 \times 10^{-11} f \left(\frac{10^{15} \text{ r}}{M}\right)^3 \text{ spr/c.}$$
(16)

Скорость охлаждения для силикатной составляющей пыли получается

$$\left(\frac{dE^{rad}}{dt}\right)_{sil} = 2.76 \times 10^{-14} \text{ spr/c.}$$
(17)

А для графитовой составляющей скорость охлаждения равна

$$\left(\frac{dE^{rad}}{dt}\right)_{gra} = 5.84 \times 10^{-14} \text{ spr/c.}$$
(18)

Ограничение на долю ПЧД, составляющих темную материю, может быть получено при сравнении скорости нагрева и охлаждения пыли из предположения о том, что скорость нагрева должна быть меньше скорости охлаждения. Тем-

386

пературы пыли рассматриваем те, которые указаны в выражениях (5) и (6).

На рис. 2 приведены результаты для монохроматической функции масс, т.е. показан верхний предел на долю ПЧД в космологической плотности темной материи f в зависимости от массы M. Эти ограничения можно сравнить с ограничениями, полученными по внегалактическому и галактическому фонам [16, 22, 23, 31]. Полученные при нашем анализе ограничения для монохроматической функции масс оказались значительно слабее.

На рис. 3 приведены результаты для логнормального распределения и показан верхний предел на долю ПЧД f в зависимости от значения μ . Также на рисунке показаны ограничения, полученные ранее другими авторами по внегалактическому и галактическому фонам излучения для логнормального распределения при значении параметра $\sigma = 2$ [22, 24, 31]. Для этого значения σ , полученные данным методом ограничения, получились слабее, чем в работе [24] (на основе данных по гамма-фону), но строже, чем в работе [22] и в [31] при $\mu \sim 10^{15}$ –3×10¹⁶ г.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Важность изучения ПЧД заключается в том, что они могут быть важны при объяснении различных явлений, от темной материи до формирования сверхмассивных черных дыр. Разнообразие явлений, в которых могут участвовать ПЧД, обусловлено широким диапазоном их масс. Однако необходимо учитывать, что физические эффекты ПЧД не должны противоречить измеренным эффектам.

В данной работе впервые был рассмотрен процесс нагрева пылинок ПЧД, равномерно заполняющих Вселенную. Вклад остальных источников излучения в нагрев пыли не учитывался. В работе были рассмотрены монохроматическая функция масс и логнормальное распределение. Для монохроматической функции масс полученные в работе ограничения оказались слабее, чем в предыдущих работах, где ограничения были получены от вклада ПЧД в гамма-фон. Для логнормального распределения ПЧД по массе ограничения получились более строгими, чем в работах [22, 31], но менее строгими, чем в [24], для того же значения $\sigma = 2$.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 19-02-00199.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны В.Н. Лукашу и П.Б. Иванову за ознакомление со статьей и высказанные замечания, а также рецензенту за комментарии и предложения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, M. R. Abernathy, et. al., Phys. Rev. Lett. 116, id. 061102 (2016).
- 2. *R. A. Remillard and J. E. McClintock*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **44**, 49 (2006).
- 3. G. Hütsi, M. Raidal, V. Vaskonen, and H. Veermäe, J. Cosmology and Astroparticle Phys. 03, id. 068 (2021).
- А. Б. Александров, А. Б. Дашкина, Н. С. Коновалова, Н. М. Окатьева и др., Успехи физ. наук 191, 905 (2021).
- 5. A. P. Serebrov, R. M. Samoilov, V. G. Ivochkin, A. K. Fomin, et. al., Phys. Rev. D 104, id. 032003 (2021).
- 6. V. V. Barinov, B. T. Cleveland, S. N. Danshin, H. Ejiri, et al., arXiv:2109.11482 [nucl-ex] (2021).
- 7. V. Barinov and D. Gorbunov, arXiv:2109.14654 [hep-ph] (2021).
- 8. S. Hawking, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 152, 75 (1971).
- 9. A. D. Dolgov and J. Silk, Phys. Rev. D 47, 4244 (1993).
- 10. *Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков*, Астрон. журн. **43**, 758 (1966).
- 11. B. Carr and S. Hawking, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 168, 399 (1974).
- 12. G. F. Chapline, Nature 253, 251 (1975).
- 13. P. Meszaros, Astron. and Astrophys. 38, 5 (1975).
- 14. B. J. Carr, Astrophys. J. 201, 1 (1975).
- 15. *M. Sasaki*, Classical and Quantum Gravity **35**, id. 063001 (2018).
- 16. B. J. Carr, K. Kohri, Y. Sendouda, and J. Yokoyama, Phys. Rev. D. 81, id. 104019 (2010).
- 17. A. Arbey, J. Auffinger, and J. Silk, Phys. Rev. D 101(2), id. 023010 (2020).
- G. Ballesteros, J. Coronado, and D. Gaggero, Phys. Letters B 808, id. 135624 (2020).
- 19. B. J. Carr, K. Kohri, Y. Sendouda, and J. Yokoyama, Reports Progress Phys. 84, 53 (2021).
- 20. B. J. Carr, K. Kohri, Y. Sendouda, and J. Yokoyama, Phys. Rev. D. 94, id. 044029 (2016).
- 21. W. DeRocco and P. Graham, Phys. Rev. Lett. 123, id. 251102 (2019).
- 22. R. Laha, Phys. Rev. Lett. 123, id. 251101 (2019).
- 23. *R. Laha, J. B. Mu noz, and T. R. Slatyer*, Phys. Rev. D. **101**, id. 123514 (2020).
- 24. *B. Carr and F. Kühnel*, arXiv:2110.02821 [astro-ph.CO] (2021).
- 25. *M. Chan and C. Lee*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **497**, 1212 (2020).
- 26. S. J. Clark, B. Dutta, Y. Gao, L. E. Strigari, and S. Watson, Phys. Rev. D. 95, id. 083006 (2017).
- P. Stöcker, M. Krämer, J. Lesgourgues, and V. Poulin, J. Cosmology and Astroparticle Phys. 03, id. 018 (2018).

- 28. H. Poulter, Y. Ali-Haimoud, J. Hamann, M. White, and A. G. Williams, arXiv:1907.06485 [astro-ph.CO](2019).
- 29. S. Acharya and R. Khatri, J. Cosmology and Astroparticle Phys. 02, id. 010 (2020).
- 30. S. Acharya and R. Khatri, J. Cosmology and Astroparticle Phys. 06, id. 018 (2020).
- 31. *M. Boudaud and M. Cirelli*, Phys. Rev. Lett. **122**, id. 041104 (2019).
- 32. Н. Г. Бочкарев, Основы физики межзвездной среды (М.: Изд-во МГУ, 1991).
- 33. J. S. Mathis, W. Rumpl, and K. H. Nordsieck, Astrophys. J. 217, 425 (1977).

- 34. A. Tielens, The physics and chemistry of the interstellar medium (Cambridge University Press, 2005).
- 35. S. Hawking, Nature 248, 30 (1974).
- 36. S. Hawking, Comm. Math. Phys. 43, 199 (1975).
- 37. J. MacGibbon and B. Webber, Phys. Rev. D 41, 3052 (1990).
- 38. G. Ballesteros, J. Coronado-Blázquez, and D. Gaggero, Phys. Lett. B. 808, id. 135624 (2020).
- 39. K. Krishnamoorthy, Handbook of Statistical Distributions with Applications (Taylor and Francis Group, LLC, 2006).
ВСПЫШКИ СВЕТИМОСТИ В ПРОТОПЛАНЕТНЫХ ДИСКАХ: ТРЕХФАЗНАЯ АСТРОХИМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

© 2022 г. Е. В. Борщева^{1, *}, Д. З. Вибе^{1, **}

¹Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия *E-mail: kath@inasan.ru **E-mail: dwiebe@inasan.ru Поступила в редакцию 02.10.2021 г.

После доработки 01.11.2021 г. Принята к публикации 01.11.2021 г.

Рассмотрено влияние многослойной структуры ледяных мантий космических пылинок на химические процессы, происходящие в них до, во время и после вспышек в протопланетных дисках. Показано, что на стадии, предшествующей формированию диска, рассмотрение различий между поверхностью и толщей мантии не столь важно, однако после образования диска учет особенностей химических процессов в различных слоях мантии становится более существенным. В частности, в трехфазной модели (газ, поверхность мантии, толща мантии) по сравнению с двухфазной моделью увеличивается количество потенциальных индикаторов вспышки, сохраняющих "нетипичные" содержания на протяжении сотен лет после окончания вспышки. Единственным соединением, которое чувствительно к вспышке в двухфазной модели и нечувствительно к ней в трехфазной модели, оказывается адсорбированный формамид (gNH₂CHO).

Ключевые слова: протопланетные диски, вспышки светимости, FU Ori **DOI:** 10.31857/S0004629922060019

1. ВВЕДЕНИЕ

На ранних эволюционных стадиях большин-

ство молодых звезд раз в $(2-5) \times 10^4$ лет или чаще испытывают вспышки различной амплитуды, возможно, связанные с возрастанием темпа аккреции [1]. Рост светимости достигает 1-2 порядков величины [2, 3]. Подобные вспышки, вероятно, являются неотъемлемой частью эволюции планетных систем, однако количество известных объектов, находящихся в стадии вспышки (звезд типа FU Ориона, или фуоров), не превышает двух десятков. Как для уточнения статистики, так и для выявления механизма (механизмов) роста светимости этот список важно расширить, включив в него протозвезды, в которых вспышка завершилась в недавнем прошлом. Индикатором вспышки, произошедшей несколько сотен лет назад, могут быть изменения химического состава окружающего звезду протопланетного диска. Одно из наиболее очевидных следствий вспышки состоит в том, что компоненты, находившиеся в ледяных мантиях космических пылинок, во время вспышки возгоняются в газовую фазу, и их наблюдения предоставляют возможность проверки предположений о поверхностных химических процессах, которые происходили во время спокойной (довспышечной) стадии эволюции протопланетного диска. В частности, вспышка позволяет наблюдать сложную органику, образующуюся на поверхности пыли (метанол, ацетон, ацетонитрил, ацетальдегид, метилформиат [4]).

Однако химия вспышки не ограничивается испарением ледяных мантий. Появление испарившихся молекул в газовой фазе инициирует новые цепочки химических процессов. Например, одно из наиболее изученных следствий вспышки - испарение льда CO – приводит к разрушению $N_2 H^+$ в процессе формирования НСО⁺ [5, 6]. Результаты реализации этих цепочек могут наблюдаться и после завершения вспышки. В работах [7, 8] было проведено моделирование вспышек светимости фуоров с целью выявления возможных индикаторов вспышечной активности, длительное время после вспышки сохраняющих содержания, нетипичные для спокойной фазы. В работе [7] в качестве подобных индикаторов были предложены органические соединения, в частности, НСООСН₃, СН₃СN, СН₂СО, адсорбированный гидроксиламин gNH₂OH, а также СО и СО₂ в отдаленных областях диска (здесь и далее префиксом "g" обозначены адсорбированные компоненты). Нетипичное поведение также было обнаружено у бензолового льда: в отличие от многих других льдов, которые испарялись во время вспышки и достаточно быстро восстанавливались после нее, бензоловый лед аккумулировался в мантиях пылинок во время и после вспышки, отчего его содержание после вспышки превышало довспышечный уровень на порядки величины. В работе [8] в качестве индикатора прошлой вспышки, долго сохраняющего аномальные поствспышечные содержания, был, в частности, предложен формальдегид H₂CO.

Химические процессы во время вспышки и после нее существенно зависят от реакций, протекающих в ледяных мантиях пылинок, и реалистичность предсказаний может существенно зависеть от того, насколько детально мы рассматриваем эти реакции. В работах [7, 8] использован так называемый двухфазный подход, в котором твердая фаза рассматривается как целое, без учета возможной многослойности ледяных мантий. Однако это представление может оказаться слишком упрощенным, так как значимые реакции в адсорбированном веществе в рамках диффузионного механизма (Лэнгмюра-Хиншельвуда) эффективно происходят только на поверхности мантии, но не в ее толще (за исключением, быть может, реакций с участием атомарного и молекулярного водорода). Пренебрежение этим фактом может привести к перепроизводству ряда молекул в двухфазных моделях.

Это было отмечено в работе [7]: в конце стадии молекулярного облака основным углеродсодержашим компонентом на поверхности пыли оказался метанол. Его доля по отношению к водяному льду составила более 30%, а содержания gCO и gCO_2 по отношению к gH_2O составили 10^{-4} и 10^{-3} соответственно. Это не вполне согласуется с наблюдательными данными. По результатам наблюдений протозвездных объектов [9, 10] содержания адсорбированных gCO и gCO2 по отношению к содержанию льда gH₂O составляют порядка 10-30%, а содержание льда метанола (gCH₃OH) всего 3-4%. Впрочем, в отдельных случаях наблюдаемое содержание льда метанола может составлять менее одного процента по отношению к водяному льду [11] или превышать 10% [10].

В базовой модели из работы [7] температура на стадии молекулярного облака принималась равной 10 К, а длительность этой стадии составляла 10^6 лет. Чтобы приблизить соотношение содержаний к наблюдаемым, рассматривался расчет с более высокой температурой. Благодаря этому вместо метанола адсорбированные молекулы gCO эффективно конвертировались в gCO₂, однако содержание gCO на пыли при этом получалось чрезмерно низким. При уменьшении длительности стадии молекулярного облака адсорбированные молекулы gCO не успевают конвертироваться в метанол, что решает проблему его избытка, но и содержание gCO₂ оказывается недостаточным. Еще одна попытка сократить теоретическое солержание льда метанола была связана с добавлением в астрохимическую сетку реакции абстракции водорода $gCH_3OH + gH \rightarrow gCH_2OH + gH_2$, однако эта реакция имеет высокую энергию активации, и при низких температурах, характерных для молекулярных облаков, не оказывает значимого влияния на содержание метанола. По итогам этих исследований авторами работы [7] было высказано предположение, что снижению эффективности синтеза метанола на пылинках будет способствовать введение многослойности мантии, где gCO может сохраняться, не преврашаясь в метанол, в глубинных слоях.

Различие между поверхностными и глубинными слоями ледяной мантии пыли вводится в так называемых трехфазных астрохимических моделях, где отдельно рассматриваются адсорбированное вещество, непосредственно контактирующее с газовой фазой (поверхностное вещество), и вещество глубинных слоев мантии. Первые подобные модели были описаны в работе [12], а дальнейшее развитие они получили, например, в работах [13–15]. В настоящей работе трехфазная модель, схожая с данными моделями, реализована для исследования химии вспышек светимости в протопланетных дисках.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ И РАССМОТРЕННЫЕ ВАРИАНТЫ

Следуя работе [7], мы рассматриваем четыре стадии эволюции протопланетного диска. На первой стадии — стадии молекулярного облака формируется начальный химический состав диска. Параметры и продолжительность этой стадии варьировались; принятые значения обсуждаются в следующем разделе. Затем следуют спокойная стадия эволюции диска длительностью 500 тыс. лет, стадия вспышки длительностью 100 лет и поствспышечная стадия.

В отличие от работы [7], мы рассматриваем только темный диск, без атмосферы. Чтобы отследить основные тенденции в химической эволюции, рассматриваются те же четыре типичных набора параметров, что и в упомянутой работе, с тем изменением, что для стадии молекулярного облака и для экстремально внешней области диска (за исключением времени вспышки) взята температура 16 К (см. ниже). Эти наборы параметров (см. табл. 1) взяты из работы [16] и условно соответствуют внутренней, промежуточной, внешней и экстремально внешней областям типичного протопланетного диска.

Область диска, расстояние до звезды	Фаза	Плотность, см ⁻³	<i>Т</i> , К	χ	ζ, c^{-1}
Внутренняя (I), несколько a.e.	Спокойная	8×10^{11}	100	0	10^{-15}
	Вспышка	8×10^{11}	500	0	10^{-15}
Промежуточная (IM), ≈10 a.e.	Спокойная	2×10^{11}	50	0	10^{-16}
	Вспышка	2×10^{11}	200	0	10^{-16}
Внешняя (О), ≈100 а.е.	Спокойная	4×10^{9}	20	0	10^{-17}
	Вспышка	4×10^{9}	80	0	10^{-17}
Экстремально внешняя (ЕО), ≈250 а.е.	Спокойная	2×10^{7}	16	0	10^{-17}
	Вспышка	2×10^{7}	40	0	10^{-17}

Таблица 1. Физические условия в рассмотренных областях диска

В работе используется одноточечная астрохимическая модель, базирующаяся на сетке астрохимических реакций ALCHEMIC [17], аналогичная той, что применялась в работе [7], где можно увидеть более подробное ее описание. В отличие от [7] мы отдельно рассматриваем химические процессы на пыли, происходящие в толще ледяной мантии, и отдельно процессы, которые происходят в нескольких ближайших к поверхности слоях мантии, находящихся в непосредственном контакте с газовой фазой.

Астрохимические модели предполагают решение уравнений химической кинетики, где численные концентрации газофазных n(i) и адсорбированных $n_{\rm s}(i)$ компонентов подчиняются соотношениям

$$\frac{dn(i)}{dt} = \sum_{j,l} K_{jl}n(j)n(l) - n(i)\sum_{j} K_{ij}n(j) + \sum_{i} K_{j}^{e}n(j) - K_{i}^{e}n(i) - k_{ads}(i)n(i) + k_{des}(i)n_{s}(i),$$
(1)

$$\frac{dn_{\rm s}(i)}{dt} = \sum_{j,l} k_{jl} n_{\rm s}(j) n_{\rm s}(l) - n_{\rm s}(i) \sum_{j} k_{ij} n_{\rm s}(j) + \sum_{j} k_{j}^{e} n_{\rm s}(j) - k_{i}^{e} n_{\rm s}(i) + k_{\rm ads}(i) n(i) - k_{\rm des}(i) n_{\rm s}(i).$$
(2)

Здесь K_{ij} и k_{ij} – коэффициенты скоростей реакций в газов и твердой фазах между компонентами *i* и *j*, K_i^e и k_i^e – коэффициенты скоростей реакций, обусловленных влиянием внешних факторов (космические лучи, УФ-излучение), $k_{ads}(i)$ – коэффициент скорости адсорбции компонента с индексом *i* на космическую пыль, $k_{des}(i)$ – коэффициент скорости десорбции компонента *i* с пыли.

В трехфазных моделях отдельно рассматриваются компоненты на поверхности пыли (наследуя обозначения из уравнения ((2)), обозначим их концентрацию как $n_s(i)$) и компоненты глубин-

ных слоев мантии пыли (с концентрацией $n_m(i)$) [12, 13]. Численные концентрации компонентов на поверхности пыли и в толще мантии подчиняются уравнениям, аналогичным уравнению ((2)), однако в уравнениях для толщи мантии отсутствуют слагаемые для адсорбции и десорбции, поскольку обмен веществом между газовой и твердой фазами происходит только с поверхности пыли. В нашей модели поверхностное вещество составляют верхние пять слоев ледяной мантии. Предполагается, что, как и в поверхностных слоях, движение частиц в толще мантии обусловлено тепловой диффузией. Соотношение энергетического барьера диффузии для компонента і в толще мантии и его энергии десорбции выбрано равным $E_{swap}(i)$: $E_{des}(i) = 0.7$ [14]. Поскольку в нашей модели отношение барьера диффузии компонента і в поверхностных слоях ледяной мантии к его энергии десорбции составляет $E_{\rm b}(i)$: $E_{\rm des}(i) = 0.5$, реакции в толще мантии будут идти замедленно по сравнению с поверхностью.

В результате химических реакций и обмена веществом с газовой фазой происходит обновление поверхностных слоев пыли, поэтому в уравнения необходимо ввести слагаемые, обеспечивающие переопределение того, какие частицы считать находящимися на поверхности, а какие в толще мантии. При увеличении общей концентрации вещества $n_{\rm s} = \sum_i n_{\rm s}(i)$ на поверхности пыли (т.е. в случае, когда $[dn_{\rm s}/dt]_{\rm chem} = \sum_i [dn_{\rm s}(i)/dt]_{\rm chem} > 0)$ концентрация компонента, перераспределяемого с поверхности пыли в толщу мантии [12], задается выражением

$$\frac{dn_{\rm s}(i)}{dt}\Big]_{\rm tran} = \alpha_{\rm ads} \left[\frac{dn_{\rm s}}{dt}\right]_{\rm chem} \frac{n_{\rm s}(i)}{n_{\rm s}}.$$
 (3)

Здесь $[dn_{\rm s}(i)/dt]_{\rm chem}$ — изменение концентрации поверхностного компонента *i* в результате химических реакций и взаимодействия с газовой фа-

зой, $\alpha_{ads} = N_s/N_{site}$ — отношение общего количества молекул на поверхности одной пылинки к среднему числу активных центров для адсорбции на пылинке, поверхностную плотность которых обычно принимают равной ~10¹⁵ см⁻² (в нашей модели она принята равной 4 × 10¹⁴ см⁻²).

В случае уменьшения общей концентрации вещества на поверхности пыли $([dn_s/dt]_{chem} = \sum_i [dn_s(i)/dt]_{chem} < 0)$ перераспределение компонентов между толщей мантии и поверхностью пылинки определяется выражением

$$\left[\frac{dn_{\rm s}(i)}{dt}\right]_{\rm tran} = \alpha_{\rm des} \left[\frac{dn_{\rm s}}{dt}\right]_{\rm chem} \frac{n_{\rm m}(i)}{n_{\rm m}}.$$
 (4)

Здесь $n_{\rm m} = \sum_{i} n_{\rm m}(i)$ — суммарная концентрация вещества в толще мантии, $\alpha_{\rm des} = \min(n_{\rm m}/n_{\rm s},1)$ [13]. Возможны и иные варианты выбора $\alpha_{\rm des}$; так, в работе [12] принято $\alpha_{\rm des} = \alpha_{\rm ads}$. Различие между этими вариантами обсуждается в [13].

Отметим, что выше описан не физический перенос вещества между глубинными слоями льда и поверхностью пыли, а переопределение того, какое вещество считать принадлежащим толще мантии, а какое – поверхностным слоям. Физический обмен веществом между мантией и поверхностью (диффузия), описанный в [14], в данной модели реализован отдельно. Уменьшение концентрации компонента і в толще мантии из-за диффузии на поверхность задается слагаемым $R_{\text{swap,m}}(i) = N_{\text{m}}(i)k_{\text{swap}}(i)\min(N_{\text{s}}/N_{\text{m}},1),$ где $N_{\text{m}} = \sum_{i}N_{\text{m}}(i)$ – общее число молекул в толще мантии одной пылинки, $k_{swap}(i) = v_0(i) \exp(-E_{swap}(i)/T_d)$ коэффициент скорости диффузии (здесь $v_0(i)$ – характеристическая частота гармонического осциллятора, T_d — температура пыли). Чтобы был соблюден баланс между веществом, уходящим из толщи мантии на поверхность и с поверхности в толщу мантии, уменьшение концентрации компонента і в поверхностных слоях из-за диффузии в глубинные слои ледяной мантии пылинки рассчитывается по формуле

$$R_{\mathrm{swap,s}}(i) = N_{\mathrm{s}}(i)/N_{\mathrm{s}}\sum_{j}R_{\mathrm{swap,m}}(j).$$

Итоговые уравнения химической кинетики, описывающие общее изменение численной концентрации компонента *i* на поверхности пыли $[dn_s(i)/dt]_{tot}$ и в толще мантии $[dn_m(i)/dt]_{tot}$ соответственно, выглядят так:

$$\left[\frac{dn_{\rm s}(i)}{dt}\right]_{\rm tot} = \left[\frac{dn_{\rm s}(i)}{dt}\right]_{\rm chem} - \left[\frac{dn_{\rm s}(i)}{dt}\right]_{\rm tran} - R_{\rm swap,s}(i), (5)$$

$$\left[\frac{dn_{\rm m}(i)}{dt}\right]_{\rm tot} = \left[\frac{dn_{\rm m}(i)}{dt}\right]_{\rm chem} + \left[\frac{dn_{\rm s}(i)}{dt}\right]_{\rm tran} - R_{\rm swap,m}(i).$$
(6)

Эти уравнения интегрировались на каждой из рассмотренных стадий, причем конечный набор содержаний на каждой стадии использовался в качестве начального набора на следующей стадии.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Сравнение двух- и трехфазной моделей на стадии облака

Моделирование начинается с фазы молекулярного облака, для которой выбран низкометалличный начальный химический состав [18]. Если произвести расчет при помощи трехфазной модели с теми же параметрами, что и в работе [7], т.е. с температурой 10 К и длительностью стадии молекулярного облака 10^6 лет, мы получим итоговые соотношения содержаний gH₂O : gCO : gCO₂ : gCH₃OH = 100 : 29 : 0.2 : 12 [19]. Относительное содержание gCO и gCH₃OH здесь ближе к наблюдательным данным, чем в двухфазном случае, однако содержание gCO₂ попрежнему крайне низко. Моделируя эволюцию облака в диапазоне температур 10-20 К и на вре-

менах до 10^6 лет, мы обнаружили, что наилучшее согласие с наблюдательными данными в трехфазном случае достигается при температуре 16 К и длительности фазы молекулярного облака 2×10^5 лет. При таких условиях с использованием той же сетки астрохимических реакций, что и в [7], соотношения содержаний равны gH₂O: gCO: gCO₂ : gCH₃OH = 100 : 25 : 22 : 1. Хотя здесь имеется некоторое недопроизводство адсорбированного метанола по сравнению со средними наблюдаемыми значениями, именно эти параметры (температура молекулярного облака 16 К, длительность стадии молекулярного облака 2×10^5 лет) мы выбрали для нашей основной модели.

При выбранной температуре gCO эффективнее конвертируется в gCO₂, чем при 10 K, а уменьшение длительности стадии молекулярного облака обусловливает более низкое содержание адсорбированного метанола. Интересно, что разница температур порядка градуса приводит к существенным различиям в содержаниях адсорбированных соединений. Конкретно, на содержание водяного льда в трехфазной модели изменение температуры оказывает незначительное действие, тогда как на льды gCO, gCO₂ и gCH₃OH влияние температуры более существенно (см. рис. 1). Так, при температуре 15 К через 2×10^5 лет фазы молекулярного облака мы получаем отношения содержаний $gH_2O: gCO: gCO_2: gCH_3OH = 100: 44: 7: 3$, т.е. СО конвертируется в gCO₂ менее эффективно,



Рис. 1. Сравнение содержаний адсорбированных соединений на стадии молекулярного облака для различных температур в трехфазной модели.

чем при 16 К. Основные изменения, обусловливающие различие содержаний gCO и gCO₂ при 15 и 16 К, происходят на временах 10^4-10^5 лет. В этом промежутке увеличение содержания диоксида углерода gCO₂ в толще мантии пыли обеспечивается его переносом с поверхности, а на поверхности самая быстрая реакция образования

 gCO_2 — это $gOH + gCO \rightarrow gCO_2 + gH$. И скорость образования gCO_2 в этой реакции, и скорость его переноса с поверхности в глубинные слои мантии при 16 К выше, чем при 15 К (скорость переноса, в частности, пропорциональна содержанию переносимого вещества). В формулах для вычисления скоростей поверхностных ре-

акций температура пыли стоит в знаменателе показателя экспоненты, и изменение температуры с 15 до 16 К сопоставимо с изменением числителя экспоненты на $15/16 \approx 0.94$, что и может обусловливать столь значимую разницу в содержаниях, которая, однако, для всех представленных на

рис. 1 соединений на момент времени 2×10^5 лет находится в пределах одного порядка. Заметим,

что на временах больше 4×10^5 лет разница содержаний gCO в толще ледяной мантии при 15 и 16 К составляет уже более порядка величины, и именно содержание gCO в толще мантии на этих временах вносит основной вклад в общее содержание gCO на пыли.

Для сравнения нами было проведено моделирование с использованием двухфазной модели, которая применялась в работе [7], при температуре 16 К до времени 2×10^5 лет. Здесь и в следующих разделах мы рассматриваем только компоненты, содержания которых в какой-либо момент времени и хотя бы в одной из моделей превышают 10^{-12} по отношению к числу ядер водорода. Для адсорбированных соединений содержания в двухфазной модели сравниваются с суммой содержаний на поверхности пыли и в толще мантии в трехфазной модели.

Всего в двухфазной модели 652 соединения, в том числе 455 газофазных и 197 адсорбированных. В трехфазной модели число соединений на пыли удваивается за счет добавления соединений из толщи мантии. Содержания 355 компонентов (223 газофазных и 132 адсорбированных) на стадии молекулярного облака хотя бы в одной из моделей превышают 10⁻¹². В табл. 2 представлены компоненты, у которых различие содержаний в двух- и трехфазной моделях превышает порядок величины.

Содержания подавляющего большинства газофазных соединений в двух- и трехфазной моделях согласуются в пределах порядка величины на протяжении всей стадии молекулярного облака. Газофазные компоненты с различием содержаний в двух моделях более чем на порядок (их всего 10) представлены в начале табл. 2. В их число, в частности, входит метанол, основной источник которого – реактивная десорбция в реакции $gH + gCH_2OH \rightarrow gCH_3OH$. Данная реакция в трехфазной модели имеет скорость примерно на порядок выше, чем в двухфазной. Разница содержаний метанола на пыли в обеих моделях также существенна и составляет более порядка.

Различие вычисленных содержаний адсорбированных соединений между двух- и трехфазной моделями встречается чаще. У 77 компонентов (около 60%) это различие превышает порядок величины, причем в некоторых случаях разница может достигать 8–10 порядков. Содержания многих компонентов на пыли в трехфазной модели оказываются существенно выше, чем в двухфазной: при низких температурах вещество с поверхности пыли эффективно поступает в толщу мантии и сохраняется там, реже вовлекаясь в химические реакции.

3.2. Сравнение двухфазной и трехфазной моделей на стадии диска

В этом разлеле мы сопоставим чувствительность к вспышке различных соединений в двух- и трехфазной моделях. В представленных далее таблицах жирным шрифтом выделены соединения, содержания которых в трехфазной модели до и после вспышки отличаются более чем на порядок, не демонстрируя подобного различия в двухфазной модели. Иными словами, это соединения, которые являются индикаторами вспышки в трехфазной модели, но не являются ими в двухфазной модели. Курсивом выделено единственное соединение (адсорбированный формамид gNH₂CHO), содержание которого в двухфазной модели до и после вспышки отличается более чем на порядок, но не демонстрирует подобного различия в трехфазной модели. Иными словами, это соединение является потенциальным индикатором вспышки в двухфазной модели, но не является им в трехфазной модели. Отметим, что в данной работе мы в равной степени называем индикаторами вспышки как газофазные, так и адсорбированные соединения, хотя с точки зрения доступных наблюдений "настоящими" индикаторами являются только молекулы в газовой фазе. Наблюдения молекул в ледяных мантиях возможны для очень ограниченного набора молекул [11] и только при специфической геометрии расположения протопланетного диска [20]. Тем не менее мы описываем все соединения, реагирующие на вспышку, включая адсорбированные, учитывая, например, что они могут стать видимыми в результате испарения мантий при повторной вспышке.

Во внутренней области диска, имеющей наиболее высокую температуру, наблюдается мало различий между содержаниями в двух- и трехфазной моделях, и модели можно считать согласующимися почти идеально. Разница содержаний в порядки величины имеет место только для нескольких адсорбированных соединений — длинных углеродных цепочек и натрия. В табл. 3 представлены компоненты, у которых различие содержаний в двух- и трехфазной моделях превышает порядок величины. Из-за высокой температуры в этой области вещество с поверхности пыли эффективно возгоняется в газовую фазу, поэтому

ВСПЫШКИ СВЕТИМОСТИ В ПРОТОПЛАНЕТНЫХ ДИСКАХ

Компонент	2 Ph	3 Ph	Компонент	2 Ph	3 Ph
CH ₃ OH	4.4(-11)	2.9(-9)	gCH ₂ CN	4.7(-16)	8.7(-09)
CH ₃ OH ⁺	1.0(-13)	6.9(-12)	gCH ₂	1.3(-17)	1.1(-10)
C ₂ H ₂ N	4.3(-11)	3.4(-12)	gCH ₂ NH	4.3(-17)	5.3(-09)
C ₄ H ₄	6.7(-12)	2.1(-13)	gCH ₂ NH ₂	2.2(-17)	2.0(-09)
C_7H_4	1.9(-12)	1.4(-13)	gNH ₂	8.4(-14)	1.8(-07)
C_8H_4	1.1(-12)	9.2(-14)	gCH ₂ OH	1.1(-15)	2.7(-08)
CH ₂ NH ₂	1.6(-11)	2.2(-10)	gOH	5.7(-13)	1.6(-06)
CH ₂ OH	6.0(-11)	4.0(-09)	gCH ₃	7.5(-16)	1.3(-08)
CH ₃ NH	1.6(-11)	2.2(-10)	gHCO	2.6(-14)	5.0(-10)
H ₅ C ₃ N	3.1(-11)	1.0(-12)	gCH ₃ NH	2.2(-17)	1.6(-09)
gC ₉	1.6(-20)	1.9(-12)	gCH ₃ OCH ₃	1.4(-14)	5.3(-11)
gC ₂	3.6(-16)	1.3(-08)	gCH ₃ OH	1.4(-08)	6.8(-07)
gC ₂ H	3.8(-16)	1.5(-08)	gCH ₅ N	5.3(-09)	8.0(-08)
gC ₂ H ₃	5.9(-17)	4.3(-10)	gCHNH	5.8(-23)	2.2(-11)
gC_2H_4	1.3(-11)	1.4(-08)	gNH	8.5(-14)	2.6(-07)
gC_2H_5	9.1(-16)	4.8(-09)	gS	2.4(-18)	6.0(-12)
gC_2N	2.9(-16)	8.0(-09)	gFe	1.4(-17)	3.3(-11)
gCN	1.6(-14)	2.1(-07)	gH ₂ O ₂	7.4(-11)	5.7(-09)
gO	6.9(-13)	1.0(-06)	gHS	1.6(-14)	4.7(-10)
gCS	5.3(-11)	4.0(-09)	gHC ₃ N	5.4(-10)	9.5(-08)
gC ₃	4.2(-15)	9.0(-09)	gHC ₃ O	2.0(-16)	1.1(-12)
gC ₃ H	4.0(-15)	3.2(-08)	gHC ₅ N	1.9(-12)	1.7(-09)
gC_3H_2	4.9(-09)	8.4(-08)	gHC ₇ N	1.5(-13)	1.4(-10)
gC_3H_3	8.1(-15)	4.5(-08)	gHC ₉ N	2.5(-15)	1.9(-11)
gC_3H_3N	2.8(-11)	2.7(-09)	gHCCN	3.0(-16)	1.6(-09)
gC_3N	2.2(-16)	6.4(-10)	gSi	3.3(-17)	7.0(-12)
gC_4	3.2(-17)	1.3(-09)	gMgH	5.4(-17)	3.3(-10)
gC ₄ H	6.2(-17)	3.5(-09)	gMg	4.0(-17)	7.4(-12)
gC_4H_2	8.9(-10)	3.1(-08)	gN_2H_2	1.1(-10)	2.5(-09)
gC ₅	5.1(-18)	1.1(-10)	gNO	8.9(-13)	3.2(-07)
gC ₅ H	6.0(-18)	6.4(-10)	gNa	1.2(-17)	1.8(-11)
gC_5H_2	1.7(-10)	8.0(-09)	gNS	1.4(-14)	2.9(-11)
gC_5N	1.2(-18)	7.5(-12)	gO ₂	8.0(-13)	1.1(-11)
gC_6	1.1(-19)	3.6(-11)	gO ₂ H	1.7(-18)	6.7(-11)
gC ₆ H	3.5(-19)	2.1(-10)	gO ₃	5.7(-11)	3.9(-08)
gC_6H_2	4.6(-11)	2.3(-09)	gOCN	2.9(-15)	2.4(-09)
gC_7	6.1(-20)	9.6(-12)	gOCS	1.3(-15)	1.1(-09)
gC ₇ H	9.6(-20)	5.4(-11)	gSiH	3.2(-17)	1.1(-11)
gC_7H_2	1.2(-11)	6.2(-10)	gSiH ₂	3.9(-17)	1.7(-10)
gC_8	2.8(-21)	3.7(-12)	gSiH ₃	3.8(-17)	2.6(-11)
gC ₈ H	1.5(-20)	2.0(-11)	gSO	2.2(-15)	6.7(-10)
gC_8H_2	3.8(-12)	2.0(-10)	gSO ₂	3.7(-19)	4.3(-12)
gC9H	1.9(-20)	7.7(-12)	gC ₂ H ₅ OH	4.3(-14)	5.3(-11)
gC_9H_2	1.5(-12)	8.2(-11)			

Таблица 2. Содержания компонентов в конце стадии молекулярного облака

	P					
Variation	Перед вс	спышкой	500 лет	спустя	Отношение после/до	
KOMHOHEHT	2 Ph	3 Ph	2 Ph	3 Ph	2 Ph	3 Ph
gC ₉	4.0(-24)	2.8(-12)	3.8(-24)	1.4(-13)	1.0	0.1
gC_6H_4	2.8(-09)	2.7(-10)	2.9(-09)	2.9(-10)	1.0	1.1
gC_7H_4	5.1(-10)	1.7(-13)	5.7(-10)	1.9(-13)	1.1	1.1
gC ₈ H	2.1(-17)	1.0(-11)	2.0(-17)	6.1(-12)	1.0	0.6
gC_8H_4	1.6(-10)	4.5(-16)	2.5(-10)	3.9(-15)	1.5	8.7
gC ₉ H	8.8(-18)	9.3(-12)	7.4(-18)	3.8(-12)	0.9	0.4
gC_9H_4	6.9(-11)	2.1(-17)	9.7(-11)	1.6(-15)	1.4	77

7.7(-17)

Таблица 3. Внутренняя область диска

наличие двух фаз на пыли вместо одной не оказывает существенного влияния на результат моделирования.

1.4(-10)

8.7(-17)

Для более отдаленных областей протопланетного диска характерна следующая картина: как в спокойной фазе, так и после вспышки содержания многих адсорбированных соединений в трехфазной модели на порядки величины выше, чем в двухфазной. Вещество на пыли эффективно сохраняется в толще мантии, где оно медленнее вступает в реакции по сравнению с веществом поверхностных слоев. Исключение составляют углеродные цепочки вида gC_xH_4 , которых в двухфазном случае больше, чем в трехфазном. Разница в содержаниях возникает уже во время спокойной стадии протопланетного диска и сохраняется на протяжении дальнейшей эволюции. Как в двухфазной, так и в трехфазной модели молекулы вида $gC_{x}H_{4}$ на пыли эффективно разрушаются фотонами космических лучей, но в двухфазном случае их количество восполняется в реакциях гидрирования, а в трехфазном, поскольку основная часть адсорбированного вещества сосредоточена в толще ледяной мантии, реакции гидрирования идут менее эффективно, и содержание рассматриваемых молекул падает. Отметим, что с удалением от звезды различие содержаний в двухи трехфазном случаях более чем на порядок величины наблюдается только для самых длинных углеродных цепочек – gC_8H_4 и gC_9H_4 во внешнем диске и gC_9H_4 в экстремально внешнем диске.

В табл. 4—6 приведен список всех газофазных и избранных адсорбированных компонентов (длинные углеродные цепочки gC_xH_4 и соединения, подробно рассмотренные в [7]), содержания которых в двух- и трехфазной моделях отличаются более, чем на порядок, для промежуточной, внешней и экстремально внешней областей диска соответственно. Полный список адсорбированных компонентов, обладающих указанными свойствами, можно найти в Приложении.

0.9

1.0

1.4(-10)

В промежуточной и внешней областях протопланетного диска трехфазная модель предлагает некоторое количество новых потенциальных индикаторов вспышечной активности по сравнению с двухфазной моделью, в том числе около десятка газофазных компонентов в каждой из областей (табл. 4, 5). В экстремально внешней области число новых газофазных индикаторов достигает 30 (табл. 6). В частности, индикатором вспышки всюду, кроме внутренней области диска, может служить газофазный молекулярный кислород. В [7] молекулярный кислород входил в число предполагаемых индикаторов вспышечной активности только в экстремально внешней области темного диска, где его содержание после вспышки превышало довспышечное на три порядка. В нашей работе всюду, кроме внутренней области протопланетного диска, в трехфазном случае O2 демонстрирует различие до- и поствспышечных содержаний на 3-4 порядка. Его содержание быстро растет в начале вспышки благодаря десорбции с поверхности пыли и реактивной десорбции в реакции $gH + gO_3 \rightarrow gO_2 + gOH$. После вспышки содержание О2 в газовой фазе медленно снижается в основном за счет диссоциации и ионизации молекул кислорода фотонами космических лучей, а также адсорбции на пыль (рис. 2). В двухфазной модели различия содержаний О₂ до и спустя 500 лет после вспышки находятся в пределах порядка, а во внешней и экстремально внешней областях эти содержания и вовсе

оказываются ниже установленного порога 10^{-12} . Во внутренней области O₂ в обеих моделях сосредоточен в основном в газовой фазе и на вспышку почти не реагирует, сохраняя газофазные содержания порядка 10^{-5} .

gNa

Konnonant	Перед вс	пышкой	500 лет	спустя	Отношение после/до	
KOMIIOHCHI	2 Ph	3 Ph	2 Ph	3 Ph	2 Ph	3 Ph
Н	9.3(-05)	6.2(-06)	9.2(-05)	7.5(-06)	1.0	1.2
CN	1.9(-13)	3.0(-12)	1.4(-12)	4.4(-12)	7.2	1.4
NO	3.8(-13)	1.2(-10)	4.2(-13)	1.2(-11)	1.1	0.1
CS	4.9(-14)	2.4(-12)	5.4(-14)	1.1(-14)	1.1	5.0(-3)
CH ₃	1.6(-11)	1.5(-12)	1.2(-11)	2.9(-11)	0.8	18.9
HNO	3.9(-13)	5.1(-09)	4.8(-13)	4.8(-13)	1.2	9.4(-5)
O_2	1.7(-12)	5.7(-14)	1.9(-12)	3.0(-10)	1.1	5256
NS	2.4(-16)	1.5(-12)	3.3(-16)	4.3(-16)	1.4	2.9(-4)
N_2H^+	2.7(-14)	1.1(-12)	2.7(-14)	1.1(-12)	1.0	0.9
H_2NO^+	3.8(-16)	2.7(-12)	4.3(-16)	3.6(-16)	1.2	1.3(-4)
gC ₄ H ₄	7.6(-08)	9.4(-12)	1.0(-07)	2.2(-08)	1.4	2366
gC_5H_4	1.4(-08)	7.4(-12)	2.8(-08)	6.1(-11)	1.9	8.3
gC_6H_4	3.6(-09)	2.0(-12)	3.1(-08)	5.7(-10)	8.6	282
gC_7H_4	9.1(-10)	4.8(-13)	2.6(-09)	6.7(-12)	2.9	14.0
gC_8H_4	2.9(-10)	1.6(-13)	1.4(-09)	5.5(-12)	4.8	34.2
gC_9H_4	1.2(-10)	6.2(-14)	1.2(-09)	4.2(-12)	10.0	67
gCH ₃ OH	2.9(-08)	7.9(-11)	2.9(-08)	5.9(-10)	1.0	7.6
gNH ₂ OH	1.3(-14)	2.0(-06)	1.3(-14)	2.0(-06)	1.0	1.0

Таблица 4. Промежуточная область диска

Таблица 5. Внешняя область диска

Vourouaut	Перед вс	спышкой	500 лет	спустя	Отношени	е после/до
KOMIIOHEHT	2 Ph	3 Ph	2 Ph	3 Ph	2 Ph	3 Ph
СО	1.1(-11)	7.5(-13)	1.1(-11)	1.6(-12)	1.0	2.1
Ν	1.9(-12)	6.7(-14)	1.9(-12)	2.9(-12)	1.0	42.6
NO	1.3(-12)	6.8(-13)	1.2(-12)	6.7(-14)	1.0	0.1
HNO	1.3(-12)	6.9(-13)	1.3(-12)	7.0(-14)	1.0	0.1
\mathbf{NH}_{2}	1.4(-12)	5.3(-14)	1.4(-12)	2.2(-12)	1.0	42.1
O ₂	5.4(-16)	1.1(-11)	4.1(-15)	4.3(-08)	7.5	3904
NH	2.9(-12)	1.1(-13)	2.9(-12)	3.6(-12)	1.0	32.8
H_2O_2	5.9(-19)	5.5(-15)	5.9(-19)	1.3(-12)	1.0	240
N_2	3.2(-07)	2.4(-09)	3.2(-07)	1.3(-06)	1.0	542
O ₂ H	6.2(-19)	5.4(-15)	7.1(-19)	1.4(-12)	1.2	252
N_2H^+	1.3(-11)	6.9(-13)	1.4(-11)	1.5(-11)	1.0	22.5
gCO	1.3(-05)	8.9(-07)	1.3(-05)	1.9(-06)	1.0	2.1
gC_6H_6	2.1(-12)	1.5(-12)	2.1(-12)	2.4(-09)	1.0	1591
gC_8H_4	2.8(-10)	2.8(-11)	2.8(-10)	2.8(-11)	1.0	1.0
gC_9H_4	1.2(-10)	1.1(-11)	1.2(-10)	1.1(-11)	1.0	1.0
gCH ₃ OH	2.0(-07)	4.0(-06)	2.0(-07)	4.0(-06)	1.0	1.0
gNH ₂ OH	4.3(-28)	1.8(-26)	1.1(-15)	9.9(-08)	2.5(12)	5.5(18)

Таблица 6. Экстремально внешняя область диска

Variation	Перед вс	пышкой	500 лет	спустя	Отношение после/до	
компонент	2 Ph	3 Ph	2 Ph	3 Ph	2 Ph	3 Ph
СО	2.6(-09)	4.0(-10)	9.3(-07)	8.9(-08)	358	225
S	9.5(-12)	2.6(-11)	1.3(-11)	2.1(-10)	1.4	8.3
CN	1.3(-12)	6.7(-14)	1.6(-09)	8.7(-10)	1235	1.3(4)
NO	4.0(-10)	2.2(-10)	4.7(-09)	6.0(-08)	11.7	274
SO	3.9(-15)	3.9(-15)	2.3(-13)	1.2(-11)	58.4	3199
CS	1.4(-13)	3.5(-14)	1.9(-12)	8.6(-11)	14.1	2441
C ₃ H ₄	3.0(-12)	2.7(-13)	3.8(-12)	3.6(-12)	1.3	13.3
C_4H_2	7.2(-14)	1.5(-14)	2.4(-13)	6.8(-12)	3.3	460
CH ₂ CO	6.5(-18)	8.4(-18)	7.1(-13)	8.1(-12)	1.1(5)	9.6(5)
CH ₃ OH	7.7(-13)	2.0(-11)	4.8(-13)	1.1(-12)	0.6	0.1
НСООН	2.4(-17)	6.9(-18)	1.2(-13)	1.3(-10)	5202	1.8(7)
HCS	5.5(-14)	2.8(-15)	7.8(-14)	1.3(-12)	1.4	467
\mathbf{HNO}^+	4.8(-13)	3.2(-13)	4.9(-13)	1.8(-11)	1.0	57.2
O_2	1.7(-15)	1.9(-13)	6.7(-13)	4.6(-09)	392	2.5(4)
OCS	9.2(-13)	3.2(-13)	2.2(-12)	5.2(-11)	2.4	161
C_2N	5.6(-15)	8.4(-16)	4.5(-13)	5.8(-12)	79.6	6968
C ₂ O	1.1(-17)	1.8(-17)	6.7(-14)	1.9(-12)	5841	1.1(5)
C_2S	5.7(-18)	1.8(-17)	3.6(-15)	2.2(-12)	633	1.2(5)
C_3H_3N	3.3(-15)	5.4(-14)	2.5(-12)	2.8(-11)	768	512
C ₄	3.8(-15)	9.0(-16)	5.1(-14)	1.2(-12)	13.4	1365
C ₄ H	1.8(-14)	4.6(-15)	1.3(-13)	4.0(-12)	7.4	864
C_4H_3	2.3(-13)	1.9(-14)	2.5(-13)	8.2(-12)	1.1	433
C_5H_2	3.5(-15)	1.2(-15)	3.8(-14)	2.8(-12)	10.9	2246
HCN	2.8(-12)	1.2(-13)	4.4(-09)	1.6(-09)	1617	1.3(4)
CH ₂ OH	7.8(-13)	1.9(-11)	6.2(-13)	3.1(-13)	0.8	2(-2)
H ₂ CO	6.9(-12)	4.9(-11)	8.6(-12)	9.5(-11)	1.3	1.9
CO ₂	4.5(-11)	4.2(-14)	6.9(-11)	4.1(-10)	1.51	9534
H ₂ CS	9.5(-14)	7.7(-15)	1.9(-13)	1.2(-11)	2.0	1602
H_2O_2	2.2(-16)	9.5(-14)	1.5(-16)	7.6(-12)	0.7	80
HC ₂ O	1.2(-19)	3.2(-18)	1.8(-15)	1.1(-11)	1.6(4)	3.6(6)
HC ₃ O	7.0(-18)	1.2(-16)	1.6(-14)	2.2(-12)	2363	1.8(4)
HCCN	3.4(-14)	8.5(-15)	2.8(-13)	6.1(-12)	8.4	719
HNCO	1.6(-13)	6.5(-15)	9.3(-13)	6.7(-11)	5.8	1.0(4)
N ₂ O	1.8(-13)	4.0(-14)	2.2(-13)	1.4(-11)	1.3	353
NS	8.2(-13)	1.4(-13)	1.9(-12)	6.2(-11)	2.3	443
O ₂ H	1.9(-16)	7.9(-14)	1.8(-16)	1.6(-11)	0.95	201
O_3	2.6(-16)	3.3(-14)	2.3(-14)	5.4(-08)	88.4	1.6(6)
OCN	1.9(-13)	4.7(-14)	6.1(-12)	7.2(-10)	32.5	1.5(4)
SO_2	1.1(-18)	4.4(-16)	1.0(-15)	8.6(-12)	917	2.0(4)
gCO	2.2(-05)	6.6(-06)	2.1(-05)	2.0(-06)	1.0	0.3
gC_9H_4	1.1(-10)	1.1(-11)	1.1(-10)	1.1(-11)	1.0	1.0
gCH ₃ OH	1.4(-07)	8.1(-06)	1.4(-07)	8.2(-06)	1.0	1.0



Рис. 2. Молекулярный кислород как возможный индикатор вспышечной активности. Здесь и далее на рисунках за нулевой момент времени принимается начало вспышки.

Из хорошо наблюдаемых [21] молекул индикаторами вспышечной активности могут оказаться, к примеру, CS, CN, HCN в экстремально внешней области протопланетного диска. Их содержания спустя 500 лет после вспышки заметно выше довспышечных, и данный эффект более ярко проявляется в трехфазной модели. Также в трехфазной модели индикаторами оказываются CS в промежуточной области диска (после вспышки его концентрация в этой области падает на несколько порядков и через 500 лет после вспышки все еще остается ниже порога 10^{-12}) и N₂H⁺ во внешней области диска (здесь его концентрация спустя 500 лет после вспышки более чем на порядок величины выше по сравнению с довспышечной).

В работе [22] упоминались наблюдения изото-

пологов HCO⁺ как неявных трейсеров снеговой линии воды в протопланетных дисках, поскольку присутствие большого количества молекул воды в газовой фазе уменьшает содержание изотополо-гов HCO⁺. Действительно, при использовании трехфазной модели во внутренней области протопланетного диска на спокойной стадии содержание HCO⁺ достигает порядка 10^{-12} , с началом вспышки резко падает до 10^{-15} , в процессе вспышки практически не меняется, а после вспышки быстро возвращается к довспышечным значениям. Соответствующее понижение содер-

жания изотопологов HCO⁺ может быть выявлено в наблюдениях. Отметим, что в нашей модели изотопологи не рассматриваются, и в наборе химических соединений присутствует только обоб-

щенная молекула HCO⁺.

Далее мы рассмотрим некоторые компоненты, отмеченные как интересные в работе [7].

Адсорбированный бензол gC₆H₆. В [7] было упомянуто, что бензольный лед, в отличие от многих других адсорбированных соединений, аккумулируется на пыли во время и после вспышки. Здесь мы наблюдаем аналогичные процессы как в двухфазной, так и в трехфазной моделях (рис. 3). Во время и после вспышки бензол производится в газовой фазе. Во время вспышки основными его источниками являются реакции $C_6H_7^+ + NH_3 \rightarrow C_6H_6 + NH_4^+$ и $C_2H_4 + C_4H_3 \rightarrow$ $\rightarrow H + C_6H_6$, а после вспышки – диссоциативная рекомбинация иона $C_6H_7^+$. В трехфазной модели в промежуточной и внешней областях бензол начинает аккумулироваться на пыли во время вспышки, а во внутренней области – уже после вспышки. В результате содержание адсорбированного бензола после вспышки во внутренней, промежуточной и внешней областях на порядки величины превышает довспышечное. В экстремально внешней области содержание бензола в толще ледяной мантии не претерпевает существенных изменений из-за вспышки и сохраняется на уровне порядка 10⁻¹². Некоторые изменения в поверхностных слоях и в газовой фазе имеют место, однако содержания там на порядки ниже, чем в толше мантии. В двухфазной модели сушественные изменения содержания адсорбированного бензола в результате вспышки характерны для внутренней и промежуточной областей протопланетного диска и не затрагивают внешнюю и экстремально внешнюю области.

Метанол. В двухфазном случае в экстремально внешней области протопланетного диска содержание газофазного метанола находится ниже за-



Рис. 3. Содержания адсорбированного бензола в двухфазной и трехфазной моделях в различных областях протопланетного диска.



Рис. 4. Содержания метанола в двухфазной и трехфазной моделях в различных областях протопланетного диска.

ланного предела (10⁻¹²) на всем времени моделирования стадии протопланетного диска (рис. 4). В трехфазном случае довспышечное содержание метанола в этой области превышает 10⁻¹¹. В начале вспышки оно повышается приблизительно на порядок, а затем медленно падает в процессе и после вспышки. Возрастание содержания в начале вспышки в основном обусловлено реактивной десорбцией в реакции $gH + gCH_2OH \rightarrow gCH_3OH$ в поверхностных слоях. После вспышки скорость данной реакции падает на несколько порядков, что наряду с разрушением СН₃ОН фотонами космических лучей и при отсутствии других значимых источников метанола способствует возвращению его содержания к прежним значениям и даже падению ниже них. В отличие от работы [7], где содержание метанола в экстремально внешней области через 200 лет после вспышки в 50 раз превышает довспышечное, в трехфазном случае через 200 лет после вспышки содержание метанола уже несколько ниже довспышечного, а через 500 лет после вспышки оно падает более чем на порядок величины по сравнению с довспышечным. Это означает, что метанол, тем не менее, может служить индикатором вспышечной активности в экстремально внешней области диска. Стоит отметить, что в данной области вспышка практически не затрагивает глубинные слои ледяной мантии, в которых содержание льда мета-

нола держится на уровне 10⁻⁶ на протяжении всего времени моделирования стадии протопланетного диска. В более близких к звезде областях протопланетного диска изменение содержания адсорбированного метанола во время и после



Рис. 5. Содержания СО в двухфазной и трехфазной моделях в различных областях протопланетного диска.



Рис. 6. Содержания СО₂ в двухфазной и трехфазной моделях в различных областях протопланетного диска.

вспышки в основном определяется процессами адсорбции и десорбции.

СО, СО₂. В [7] отмечалось, что СО и СО₂ являются индикаторами произошедшей вспышки только в экстремально внешней области протопланетного диска. В нашей работе во внутренней и промежуточной областях протопланетного диска как в двухфазном, так и в трехфазном случаях почти весь СО находится в газовой фазе, поэтому вспышка не оказывает ощутимого влияния на его содержание (рис. 5). Во внешней области в обоих случаях изменение содержания СО во время и после вспышки обусловлено его десорбцией и последующей адсорбцией, которая происходит достаточно быстро. В экстремально внешней области в обоих случаях из-за низкой плотности адсорбция происходит медленно, вследствие чего монооксид углерода сохраняет высокие газофазные содержания на протяжении столетий после вспышки.

Во внутренней области протопланетного диска как в двухфазной, так и в трехфазной модели содержание СО₂ в газовой фазе падает во время вспышки (в основном из-за возрастания скорости реакции $H_2 + CO_2 \rightarrow CO + H_2O$, которая не была сколь-нибудь значимой до вспышки) и затем медленно возвращается к прежним значениям, оставаясь при этом через 500 лет после вспышки более чем на порядок ниже довспышечной (рис. 6). В промежуточной и внешней областях протопланетного диска в обеих моделях изменение содержания СО2 из-за вспышки в основном обусловлено его десорбцией с поверхности пыли и последующей адсорбцией. В экстремально внешней области в двухфазной модели содержания газофазного и адсорбированного диоксида



Рис. 7. Содержание адсорбированного гидроксиламина в двухфазной и трехфазной моделях в различных областях протопланетного диска.

углерода в процессе вспышки практически не ме-

няются, сохраняя значения порядка 10⁻¹¹ и 10⁻⁵ соответственно. В трехфазной модели содержание СО₂ в этой области возрастает в начале вспышки примерно на пять порядков (в основном за счет реактивной десорбции в реакции $gOH + gCO \rightarrow gCO_2 + gH)$ и затем медленно снижается после вспышки: СО₂ разрушается фотонами космических лучей и медленно оседает на пыль, однако реакция $gOH + gCO \rightarrow gCO_2 + gH$ продолжает быть его источником в газовой фазе и отчасти восполняет его запас. Таким образом, в трехфазной модели подтверждается, что СО₂ во внешней области протопланетных дисков способен быть индикатором вспышек светимости. Отметим, что в этой области подавляющая часть СО₂ хранится в толще ледяной мантии пыли, где его содержание во время вспышки почти не претерпевает изменений, оставаясь на уровне порядка 10^{-5} .

Адсорбированный гидроксиламин. В работе [7] у адсорбированного гидроксиламина gNH₂OH во внешнем диске оказалось наибольшее соотношение ловспышечного и поствспышечного содержаний, которое составило порядка 10¹⁵. В нашем исследовании во внутренней и промежуточной областях диска как в двухфазном, так и в трехфазном случаях изменение содержания гидроксиламина на поверхности пыли и в газовой фазе обусловлено в основном десорбцией из-за повышения температуры во время вспышки и последующей адсорбцией (рис. 7). Во внешней и экстремально внешней областях в трехфазном случае адсорбированный гидроксиламин оказывается индикатором вспышечной активности: в этих областях его содержания в процессе вспышки возрастают на 18 порядков по сравнению с довспышечными и достигают 10^{-7} во внешней области и 10^{-8} в экстремально внешней. Как и в [7], основным механизмом производства гидроксиламина на поверхности пыли оказывается реакция $gOH + gNH_2 \rightarrow gNH_2OH$, которая не была столь эффективной до вспышки из-за наличия достаточного количества атомарного водорода на пыли, использовавшегося в реакции синтеза аммиака $gH + gNH_2 \rightarrow gNH_3$. Из-за вспышки водород как летучее соединение быстро испаряется с пыли, и на пыли начинают доминировать реакции с более тяжелыми соединениями, в том числе указанная выше реакция образования гидроксиламина. Стоит отметить, что в упомянутых здесь случаях, как и в работе [7], довспышечная концентрация гидроксиламина на пыли близка к численной неопределенности, поэтому конкретное отношение до и после вспышечных содержаний физического значения не имеет. Но само обнаружение гидроксиламина на поверхности пыли может свидетельствовать о произошедшей несколько сотен лет назад вспышке. В двухфазном случае во внешней и экстремально внешней областях содержание gNH₂OH также возрастает во время вспышки на порядки величины, однако остается ниже порога 10^{-12} .

По сравнению с двухфазной моделью исчезает только один потенциальный индикатор вспышечной активности — формамид gNH₂CHO на поверхности пыли в промежуточной области диска — и приобретается значительное количество новых индикаторов. В промежуточной и внешней областях это в основном адсорбированные компоненты, в экстремально внешней области количественный перевес у новых газофазных индикаторов. Что касается формамида на поверхности пыли, его довспышечное содержание в двухфазной модели оказывается на два порядка ниже, чем в трехфазной. Основной путь производства формамида в обеих моделях — реакция $gNH_2 + gHCO \rightarrow gNH_2CHO$, и в двухфазной модели до вспышки она идет заметно медленнее, чем в трехфазной, из-за меньшего содержания обоих реагентов.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

При удалении от звезды температура понижается и вещества на пыли оказывается больше, поэтому становится существеннее наличие глубинных слоев мантии как отдельной фазы. Во внутренней области протопланетного диска двух- и трехфазная модели дают практически идентичные результаты, а при продвижении к краю диска разница в результатах этих моделей становится более значимой.

В трехфазном случае потенциальные индикаторы вспышечной активности имеют тенденцию проявляться в большем числе модельных областей, чем в двухфазном. Так, молекулярный кислород в двухфазной модели не является индикатором ни в одной из областей, а в трехфазной он оказывается индикатором во всех областях протопланетного диска, кроме внутренней. Адсорбированный бензол в двухфазной модели является индикатором вспышечной активности во внутренней и промежуточной областях диска, а в трехфазной — во всех областях, за исключением экстремально внешней.

Одна из целей моделирования состояла в том, чтобы получить химический состав молекулярного облака, приближенный к наблюдаемому. Важно отметить, что уже само повышение температуры до 16 К без введения глубинных слоев ледяной мантии как отдельной фазы обусловливает приемлемые содержания gCO и gCO₂, однако получить содержание адсорбированного метанола, близкое к наблюдаемому хотя бы по порядку величины, таким образом не удается. В двухфазной модели при 16 К через 2×10^5 лет после начала стадии молекулярного облака отношения содержаний составляют gH₂O : gCO : gCO₂ : gCH₃OH = = 100 : 30 : 43 : 0.04.

В работе [7] сообщалось о высоких содержаниях некоторых длинных углеродных цепочек на поверхности пыли. В нашей трехфазной модели длинные углеродные цепочки формируются в среднем эффективнее, чем в двухфазной (исключение составляют цепочки вида gC_xH_4 , о которых говорилось в предыдущем разделе). Почти все углеродные цепочки с числом атомов углерода ≥ 3 в трехфазной модели в конце стадии молекулярного облака имеют содержания, превышающие 10^{-12} , а в двухфазной модели это верно только для цепочек вида gC_xH₂ и gC_xH₄.

Некоторые значимые потенциальные индикаторы прошлых вспышек демонстрируют различное поведение в наших моделях и в модели [7] (напомним, что там молекулярное облако моделируется при 10 K на протяжении 10^6 лет). Например, в [7] метанол является индикатором вспышечной активности в экстремально внешней области, поскольку его содержание падает после вспышки достаточно медленно. В нашей работе в двухфазном случае метанол на вспышку почти не реагирует, а в трехфазном его содержание после вспышки, напротив, снижается довольно быстро. Таким образом, в данной работе индикатором вспышки оказывается меньшее содержание метанола по сравнению с его содержанием в спокойном протопланетном диске, а в работе [7] – бо́льшее.

Во внутренней области содержание СО₂ и в двухфазной, и в трехфазной модели демонстрирует поведение, аналогичное тому, которое упоминалось в [7] (только падает в конце стадии вспышки не до 10^{-10} , а до 10^{-9}). После окончания вспышки его содержание повышается, но через 500 лет после вспышки оно все еще более чем на порядок ниже довспышечного. И работа [7], и настоящее исследование показывают, что в близких к звезде областях протопланетного диска говорить о вспышечной активности будет скорее недостаток СО2 по сравнению со значениями для спокойного диска, а в удаленных от звезды областях - его избыток. СО2 оказывается индикатором произошедшей вспышки в экстремально внешней области в [7] и в нашей трехфазной модели, однако в двухфазной модели индикатором в этой области он не является.

Такой значимый индикатор, как CO, и в нашей работе, и в [7] демонстрирует одинаковые свойства: во внутренней и промежуточной областях на вспышку практически не реагирует и служит индикатором вспышечной активности лишь в экстремально внешней области протопланетного диска. Стоит отметить, что в каждой из модельных областей наши двухфазные и трехфазные содержания CO ведут себя схожим образом, хотя могут различаться примерно на порядок.

Как и в [7], в нашей трехфазной модели большинство потенциальных индикаторов вспышки оказываются сосредоточенными в экстремально внешней области протопланетного диска. В некоторых областях трехфазная модель предлагает дополнительные индикаторы по сравнению с [7]: например, в трехфазной модели поверхностный бензол оказывается индикатором не только в



Рис. 8. Содержания H₂CO в двухфазной и трехфазной моделях в различных областях протопланетного диска.

промежуточной и во внутренней областях, как у [7], но и во внешней (а в двухфазной модели — только в промежуточной и во внутренней, как и в [7]). Поверхностный гидроксиламин в трехфазной модели оказывается индикатором не только во внешней области, как у [7], но и в экстремально внешней. Молекулярный кислород в трехфазной модели может служить индикатором всюду, кроме внутренней области (а в нашей двухфазной и в модели [7] — только в экстремально внешней). В нашей двухфазной модели по сравнению с трехфазной и с [7] некоторые индикаторы исчезают, например, метанол, адсорбированный гидроксиламин и CO_2 в экстремально внешней области протопланетного диска.

Формальдегид Н₂СО, упоминавшийся в [7] как индикатор вспышечной активности в экстремально внешней области, не оказывается индикатором ни в двухфазной, ни в трехфазной моделях — его содержания в этой области до вспышки и спустя 500 лет после нее различаются не более чем на порядок. Интересно, что как потенциальный индикатор отмечают формальдегид и [8], однако там речь идет о недавно закончившихся вспышках (30-120 лет назад). В нашей трехфазной модели Н₂СО в экстремально внешней области протопланетного диска на упомянутых временах действительно демонстрирует превышение содержания относительно довспышечного более чем на порядок величины, однако затем его содержание постепенно падает и он прекращает быть индикатором. В двухфазной модели Н₂СО в экстремально внешней области на вспышку практически не реагирует (рис. 8).

Также в [8] отмечается, что гидроксиламин NH₂OH в газовой фазе сохраняет превышение содержания над довспышечным уровнем более чем на три порядка величины в течение тысячеле-

тий после вспышки. В нашей двухфазной модели NH₂OH во внутренней области во время вспыш-

ки достигает содержаний порядка 10^{-7} и затем по окончании вспышки очень быстро оседает на пыль, отчего его содержание в газовой фазе сравнивается с довспышечным, которое было ниже выбранного нами предела 10⁻¹². В других модельных точках протопланетного диска содержание гидроксиламина в газовой фазе не превышает 10⁻¹² до, во время и после вспышки. В трехфазной модели поведение NH₂OH во внутренней области аналогично, а также во время вспышки он достигает содержания порядка 10⁻⁶ в промежуточной области протопланетного диска и после вспышки быстро оседает на пыль. Таким образом, ни в одной из моделей в нашей работе NH₂OH в газовой фазе индикатором ранее произошедших вспышек не оказался. В [7] газофазный гидроксиламин также не упоминается в числе индикаторов в темном диске, однако там он является индикатором в атмосфере во внешней области диска. В нашей работе атмосфера не рассматривалась.

Возможным источником неопределенности в полученных результатах являются энергии активации поверхностных процессов. В частности, в работе [23] сообщается, что поверхностная реакция gC + gH₂ = gCH₂ не имеет барьера активации и поэтому оказывается эффективной при низких температурах, тогда как в нашей модели для этой реакции принят барьер, равный 2500 К. Чтобы проверить влияние наличия барьера на содержания основных компонентов ледяной мантии, мы провели при помощи трехфазной модели расчеты для условий молекулярного облака при температуре 10 К на протяжении 10^6 лет (как в [7]) и при 16 К на протяжении 2×10⁵ лет. Выключение барьера для упомянутой реакции оказало лишь незначительное влияние на содержания воды, моно- и диоксидов углерода, а также метанола в мантии пыли. В первом случае было получено соотношение $gH_2O: gCO: gCO_2: gCH_3OH = 100: 30: 0.1: 14,$ во втором – $gH_2O: gCO: gCO_2: gCH_3OH =$ = 100 : 26 : 21 : 2. Напомним, что в стандартном варианте, использованном в наших расчетах, при температуре 10 К и длительности стадии молекулярного облака 10⁶ лет это соотношение оказалось равно 100 : 29 : 0.2 : 12, а при температуре 16 К и длительности стадии молекулярного облака 2×10^5 лет gH₂O : gCO : gCO₂ : gCH₃OH = = 100 : 25 : 22 : 1. Причина незначительного влияния барьера активации этой реакции, по-видимому, заключена в невысоком содержании реагентов. На стадии молекулярного облака при температуре 16 К максимальное содержание атомарного углерода на пыли в трехфазной модели составляет порядка 10⁻¹³, а молекулярного водорода – порядка 10⁻¹⁹. Углерод поступает на пыль в основном в составе СО, и единственный путь к его возвращению в атомарное состояние – реак-

ция диссоциации СО фотонами космических лучей на поверхности пыли, которая недостаточно эффективна, чтобы обеспечить высокое содержание атомарного углерода.

Более существенную роль может играть отношение барьера диффузии к барьеру десорбции E_b/E_D . В нашей модели для любого поверхностного соединения оно принято равным 0.5, однако существуют исследования, указываюшие, что оно может быть ниже. Например, в работе [24] были получены отношения 0.31 для gCO и 0.39 для gCO₂. Если в нашей трехфазной модели принять E_b/E_D равным 0.3, то уже при температуре 10 К получаем заметно лучшее согласие с наблюдательными данными для стадии молекулярного облака: после 10⁶ лет модельного времени соотношения содержаний составляют $gH_2O: gCO: gCO_2: gCH_3OH = 100: 27: 3: 14, a$ после 2×10^5 лет $gH_2O : gCO : gCO_2 : gCH_3OH =$ = 100:35:11:5.

Если принять $E_b/E_D = 0.3$ в трехфазной модели, задать длительность стадии молекулярного облака равной 2×10^5 лет при температуре 10 K, а затем промоделировать вспышку в упомянутых выше областях протопланетного диска (с тем изменением, что в экстремально внешней области температура будет равна 10 K, как на стадии молекулярного облака и как в [7]), то результаты в целом совпадут с результатами, полученными в на-

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 5 2022

шей основной трехфазной модели, и для большинства соединений разница содержаний в этих двух моделях на протяжении времени эволюции диска не будет превышать порядка величины. Если разница содержаний для некоторого компонента все же превышает порядок величины (например, для СО в экстремально внешней области протопланетного диска), качественная картина поведения концентраций до, во время и после вспышки обычно сохраняется. Тем не менее более двух десятков соединений, оказавшихся потенциальными индикаторами вспышек светимости в нашей основной модели, не будут таковыми в новой модели; среди них газофазный метанол в экстремально внешней области. Модель с $E_b/E_D = 0.3$ также предлагает более тридцати новых потенциальных индикаторов вспышечной активности. В основном это поверхностные вещества, а из газофазных веществ новыми индикаторами оказались С2H2 во внутренней области диска, C₂H₆, атомарный азот и некоторые его соединения в экстремально внешней области. Экстремально внешняя область наиболее богата на различия между двумя трехфазными моделями, поскольку в данной области в этих моделях существенно различается температура: 16 К в основной модели и 10 К в модели с $E_b/E_D = 0.3$.

Полный список потенциальных индикаторов вспышечной активности, которые в двух рассмотренных трехфазных моделях не совпадают, можно найти в табл. 7. В ней жирным шрифтом отмечены компоненты, которые оказались индикаторами в модели с $E_b/E_D = 0.3$, однако не были индикаторами в основной модели с $E_b/E_D = 0.5$, а курсивом – соединения, которые были индикаторами в основной модели, но не оказались индикаторами в основной модели, но не оказались индикаторами в модели с $E_b/E_D = 0.3$.

Стоит отметить, что и наши модели, и модели, используемые в [7, 8], рассматривают исключительно диффузионную химию на поверхности космической пыли, т.е. химические реакции, происходящие по механизму Ленгмюра–Хиншельвуда. Возможно, значимая диффузия в толще ледяной мантии имеет место только для легких компонентов (H, H₂), и изменение содержаний химических соединений в мантии космической пыли во многом обусловлено недиффузионными механизмами. Некоторые из, вероятно, важных недиффузионных механизмов описаны и промоделированы в [25].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Введение многослойной структуры у ледяных мантий космических пылинок позволяет добиться близких к наблюдаемым концентраций основных углеродсодержащих компонентов ле-

	ичил в потенцие	ывных индикат	рах венышек дл	и предфазных м	оделен е разным	L_b/L_b	
Kontonent	Перед вс	спышкой	500 лет	спустя	Отношени	е после/до	
KOMHOHEHT	$E_b/E_D = 0.5$	$E_b/E_D = 0.3$	$E_b/E_D = 0.5$	$E_b/E_D = 0.3$	$E_b/E_D = 0.5$	$E_b/E_D = 0.3$	
Внутренняя область							
gC ₉ H ₂	4.7(-11)	1.9(-11)	1.5(-10)	2.9(-10)	3.2	15.6	
C_2H_2	2.1(-11)	1.5(-11)	5.6(-11)	1.5(-10)	2.7	10.2	
gC_9	2.8(-12)	2.3(-12)	1.4(-13)	2.8(-13)	0.05	0.1	
gCH ₃ C ₄ H	2.7(-12)	7.2(-13)	1.3(-11)	2.8(-11)	4.8	38.6	
		Про	межуточная обл	асть	ļ		
gH_2CO	1.9(-09)	5.0(-11)	6.1(-11)	4.5(-11)	0.03	0.89	
gH ₂ SiO	4.2(-13)	3.8(-13)	1.7(-12)	5.0(-12)	3.9	13.1	
	•	I	Внешняя област	Ь	•	•	
gH_2O_2	6.6(-08)	3.3(-07)	9.9(-07)	1.6(-06)	14.9	5.0	
gOCN	1.5(-08)	2.7(-08)	9.9(-09)	1.9(-10)	0.64	7.2(-3)	
gC_2N	1.2(-08)	1.2(-08)	4.7(-10)	3.0(-09)	0.04	0.25	
gNH_2CHO	2.8(-09)	1.0(-07)	5.7(-07)	7.1(-07)	206.6	7.1	
gC_2O	1.8(-09)	2.8(-09)	2.6(-08)	1.7(-08)	14.5	6.2	
gC_5	4.7(-10)	4.2(-10)	5.7(-09)	2.7(-09)	12.0	6.4	
gSO_2	2.1(-10)	1.4(-09)	3.9(-09)	7.9(-09)	18.2	5.6	
gHS	1.1(-10)	7.6(-11)	6.2(-10)	8.7(-10)	5.7	11.4	
H_3^+	8.2(-12)	3.1(-12)	5.1(-13)	4.5(-13)	0.06	0.14	
N_2H^+	6.9(-13)	1.0(-11)	1.5(-11)	1.5(-11)	22.5	1.4	
NH	1.1(-13)	2.1(-12)	3.6(-12)	3.7(-12)	32.8	1.8	
N	6.7(-14)	1.3(-12)	2.9(-12)	2.9(-12)	42.6	2.2	
NH_2	5.3(-14)	9.5(-13)	2.2(-12)	2.3(-12)	42.1	2.4	
		Экстрем	ально внешняя	область	•		
gOH	1.0(-05)	1.1(-05)	4.2(-06)	3.2(-07)	0.42	0.03	
gNO	2.0(-06	1.4(-06)	7.9(-07)	4.7(-09)	0.39	3.4(-3)	
gCH ₂ OH	5.2(-07)	6.4(-10)	4.2(-07)	2.7(-07)	0.82	420.7	
N_2	5.5(-08)	1.2(-09)	4.7(-07)	1.6(-07)	8.6	124.7	
gCH ₃	3.6(-08)	1.0(-06)	5.4(-09)	1.1(-09)	0.15	1.1(-3)	
gCH ₂ NH ₂	3.5(-08)	4.1(-10)	3.2(-08)	4.1(-08)	0.91	100.0	
gCH ₃ NH	2.9(-08)	4.1(-10)	2.8(-08)	3.3(-08)	0.95	78.8	
gHCO	2.4(-08)	8.6(-09)	3.2(-09)	2.6(-11)	0.13	3.0(-3)	
gC ₂ N	1.7(-08)	1.0(-08)	1.7(-09)	2.6(-11)	0.10	2.5(-3)	
gOCN	1.2(-08)	6.2(-09)	4.4(-09)	6.3(-11)	0.36	0.01	
gCH ₃ OCH ₃	1.0(-08)	2.0(-12)	1.1(-08)	1.2(-08)	1.03	6238.2	
gC ₂ H ₅ OH	1.0(-08)	6.4(-13)	1.1(-08)	1.2(-08)	1.1	1.9(4)	
gCH ₃ CHO	1.3(-09)	5.1(-12)	1.3(-09)	3.6(-09)	1.0	716.6	
gCH ₃ C ₃ N	4.4(-10)	1.8(-11)	4.5(-10)	2.6(-09)	1.0	147.3	
gC_3O	2.1(-10)	1.1(-09)	1.6(-08)	8.1(-09)	78.2	7.1	
gCHNH	2.0(-10)	9.4(-14)	1.6(-10)	9.4(-10)	0.81	9964.8	
H_2S	1.8(-10)	1.9(-10)	9.7(-12)	2.6(-11)	0.05	0.14	
gSO_2	1.0(-10)	7.5(-10)	5.9(-09)	4.6(-09)	59.1	6.2	
gCH ₂	9.5(-11)	1.4(-06)	4.5(-10)	1.5(-09)	4.7	1.1(-3)	
Ν	8.1(-11)	1.2(-11)	6.1(-10)	5.6(-10)	7.5	48.2	

Таблица 7. Различия в потенциальных индикаторах вспышек для трехфазных моделей с разными E_b/E_D

Vourouaut	Перед вс	пышкой	500 лет	спустя	Отношение после/до	
KOMHOHCHT	$E_b/E_D = 0.5$	$E_b/E_D = 0.3$	$E_b/E_D = 0.5$	$E_b/E_D = 0.3$	$E_b/E_D = 0.5$	$E_b/E_D = 0.3$
gS	3.6(-11)	1.8(-08)	3.2(-11)	4.1(-11)	0.88	2.3(-3)
NH ₃	2.8(-11)	2.8(-12)	9.0(-11)	6.4(-11)	3.2	22.8
CH_3OH	2.0(-11)	4.2(-12)	1.1(-12)	5.4(-12)	0.05	1.3
CH_2OH	1.9(-11)	4.2(-12)	3.1(-13)	2.1(-12)	0.02	0.51
NH ₂	1.3(-11)	1.3(-12)	3.6(-11)	2.5(-11)	2.77	19.4
gO_2	9.1(-12)	2.2(-07)	5.5(-08)	6.1(-07)	6026.4	2.8
gC ₂ O	6.0(-12)	2.0(-11)	3.7(-11)	1.8(-13)	6.1	9.2(-3)
gH ₂ CN	4.7(-12)	6.2(-09)	1.4(-11)	1.0(-13)	2.9	1.6(-5)
gCH ₃ C ₅ N	2.0(-12)	1.4(-13)	2.1(-12)	8.7(-12)	1.0	63.6
gC_2S	1.8(-12)	1.4(-12)	1.8(-11)	6.1(-12)	10.3	4.4
\mathbf{NH}_{4}^{+}	4.2(-13)	2.2(-14)	1.1(-12)	4.2(-13)	2.7	19.1
HNO^+	3.2(-13)	8.7(-13)	1.8(-11)	1.6(-12)	57.2	1.9
gHCS	6.8(-14)	5.2(-14)	3.6(-12)	1.9(-13)	52.7	3.6
C_2H_6	6.3(-14)	5.0(-14)	7.4(-14)	7.5(-12)	1.2	150.2
gCH	9.2(-15)	1.8(-07)	4.1(-12)	4.2(-08)	449.0	0.23
gH ₂	5.5(-15)	3.8(-08)	8.5(-16)	3.8(-12)	0.15	1.0(-4)
gN	1.9(-15)	4.6(-07)	2.5(-16)	3.1(-11)	0.13	6.7(-5)

Таблица 7. Окончание

дяных мантий (gCO, gCO₂, gCH₃OH) на стадии моделирования молекулярного облака. Варьирование параметров двухфазной модели не позволило достичь этого для всех упомянутых компонентов одновременно.

2. Во внутренней области протопланетного диска рассматриваемые двух- и трехфазная модели почти не демонстрируют различий в содержаниях химических соединений на всем времени моделирования. В более удаленных от звезды областях до начала вспышки модели в основном демонстрируют различия в содержаниях компонентов твердой фазы (важное исключение – газофазный метанол, которого в конце стадии молекулярного облака в трехфазной модели почти на два порядка больше, чем в двухфазной).

3. Трехфазная модель предлагает большее (по сравнению с двухфазной) количество потенциальных индикаторов произошедших несколько сотен лет назад вспышек светимости молодой звезды – соединений, которые длительное время после вспышки сохраняют нетипичные для спокойной довспышечной стадии содержания в протопланетном диске. При этом почти все рассмотренные в работе соединения, которые демонстрируют разницу до- и послевспышечных содержаний более порядка величины в какой-либо области диска в двухфазной модели, демонстрируют разницу содержаний более порядка величины в этой же области диска и в трехфазной модели. Единственное исключение — адсорбированный формамид (gNH₂CHO) в промежуточной области диска.

4. Трехфазная модель подтверждает упомянутый в [8] формальдегид H_2CO как потенциальный индикатор недавно произошедших вспышек светимости, однако здесь, в отличие от [7], он является индикатором только до времени порядка 200 лет после окончания вспышки.

5. Важные индикаторы вспышечной активности CO, CO₂, CS, CN, HCN ведут себя схожим образом и в нашей трехфазной модели, и в двухфазной модели [7]. В обеих этих моделях потенциальные индикаторы в основном сосредоточены в экстремально внешней области протопланетного диска. Наша двухфазная модель, аналогичная модели [7], но имеющая отличные от нее параметры (температура 16 К на стадии молекулярного облака и во время спокойной фазы в экстремально внешней области диска, время моделирования молекулярного облака 200 тыс. лет), предлагает меньше индикаторов, чем модель [7] или наша трехфазная модель.

Приложение

В табл. 8—10 представлены адсорбированные компоненты, содержания которых хотя бы в один из указанных моментов времени (непосредственно перед вспышкой или через 500 лет после окон-

Таблица 8. Содержание адсорбированных компонентов в промежуточной области диска

V	Перед вс	спышкой	500 лет	спустя	Отношени	е после/до
компонент	2 Ph	3 Ph	2 Ph	3 Ph	2 Ph	3 Ph
gC ₉	3.0(-24)	3.1(-12)	2.9(-24)	6.5(-14)	0.96	0.02
gC_2H_2	3.7(-12)	6.3(-11)	3.9(-12)	5.5(-11)	1.06	0.87
gC_2H_4	2.0(-12)	4.4(-07)	2.1(-12)	4.3(-07)	1.02	0.98
gC_2H_5	4.0(-17)	2.0(-10)	4.1(-17)	1.2(-11)	1.02	0.06
gCH ₂ CO	3.7(-12)	2.1(-13)	3.0(-12)	2.2(-12)	0.80	10.20
gC_3H	2.7(-20)	1.7(-11)	2.7(-20)	1.2(-11)	0.98	0.67
gC_3H_2	3.0(-12)	9.5(-07)	2.7(-12)	6.4(-07)	0.89	0.67
gC ₃ H ₃	4.5(-17)	3.0(-07)	3.7(-17)	1.2(-08)	0.83	0.04
gC_3H_3N	3.4(-17)	3.9(-10)	1.8(-16)	3.9(-10)	5.37	1.01
gC_4	8.3(-24)	4.3(-13)	8.3(-24)	1.3(-12)	1.00	3.02
gC_4H	4.6(-21)	4.7(-10)	5.1(-21)	1.2(-10)	1.11	0.26
gC_4H_2	1.1(-12)	5.3(-09)	1.5(-12)	2.9(-08)	1.38	5.59
gC ₄ H ₄	7.6(-08)	9.4(-12)	1.0(-07)	2.2(-08)	1.37	2366
gC ₅	2.8(-24)	3.4(-10)	2.7(-24)	7.8(-13)	0.95	0.002
gC ₅ H	8.4(-23)	1.1(-09)	9.7(-23)	2.0(-10)	1.15	0.18
gC_5H_2	2.1(-13)	1.0(-08)	4.0(-13)	7.3(-08)	1.93	7.02
gC_5H_4	1.4(-08)	7.4(-12)	2.8(-08)	6.1(-11)	1.91	8.33
gC_5N	1.4(-23)	1.0(-12)	1.5(-23)	2.0(-15)	1.06	0.002
gC ₆	6.3(-26)	9.5(-11)	6.8(-26)	1.5(-12)	1.07	0.02
gC_6H	2.9(-24)	3.1(-10)	5.4(-23)	3.9(-10)	18.48	1.27
gC_6H_2	5.2(-14)	2.9(-9)	4.5(-13)	1.4(-07)	8.69	50.47
gC_6H_4	3.6(-09)	2.0(-12)	3.1(-08)	5.7(-10)	8.59	282.22
gC ₇	3.8(-27)	2.3(-11)	3.5(-27)	7.9(-14)	0.94	0.003
gC ₇ H	7.7(-26)	7.5(-11)	1.6(-25)	2.0(-11)	2.02	0.27
gC_7H_2	1.3(-14)	7.0(-10)	3.9(-14)	7.4(-09)	2.93	10.59
gC_7H_4	9.1(-10)	4.8(-13)	2.6(-09)	6.7(-12)	2.90	14.00
gC ₈	6.9(-29)	8.1(-12)	8.8(-29)	6.6(-14)	1.27	0.01
gC_8H	1.5(-26)	2.6(-11)	6.5(-26)	1.7(-11)	4.47	0.64
gC_8H_2	4.3(-15)	2.4(-10)	2.1(-14)	6.1(-09)	4.88	25.61
gC_8H_4	2.9(-10)	1.6(-13)	1.4(-09)	5.5(-12)	4.83	34.16
gC ₉ H	3.0(-24)	1.0(-11)	2.9(-24)	1.6(-11)	0.97	1.60
gC ₉ H ₂	1.9(-15)	9.2(-11)	1.9(-14)	5.9(-09)	10.10	63.73

Таблица 8. О	кончание
--------------	----------

V	Перед вс	спышкой	500 лет	спустя	Отношени	е после/до
компонент	2 Ph	3 Ph	2 Ph	3 Ph	2 Ph	3 Ph
gC_9H_4	1.2(-10)	6.2(-14)	1.2(-09)	4.2(-12)	10.00	67.26
gCH ₂ CN	2.1(-21)	2.3(-11)	1.1(-20)	9.1(-13)	5.10	0.04
gCH ₂ NH	8.3(-22)	5.5(-12)	1.4(-21)	4.0(-12)	1.72	0.73
gCH ₂ NH ₂	4.2(-22)	5.5(-12)	7.1(-22)	7.5(-14)	1.72	0.01
gNH ₂	8.2(-17)	9.1(-07)	8.3(-17)	5.3(-08)	1.01	0.06
gOH	1.6(-16)	1.9(-11)	1.6(-16)	2.1(-11)	1.00	1.11
gCH ₃ C ₄ H	3.2(-10)	1.9(-12)	5.8(-10)	7.6(-09)	1.82	3973.33
gCH ₃ C ₆ H	4.0(-14)	1.1(-14)	2.1(-11)	1.7(-12)	525.18	161.78
gH ₂ CO	1.2(-10)	1.9(-09)	1.1(-10)	6.1(-11)	0.90	0.03
gCH ₃ OH	2.9(-08)	7.9(-11)	2.9(-08)	5.9(-10)	0.99	7.55
gFe	4.7(-21)	1.8(-10)	4.8(-21)	5.2(-12)	1.01	0.03
gH_2O_2	6.3(-14)	1.6(-07)	6.1(-14)	4.4(-09)	0.97	0.03
gHC ₃ N	6.5(-16)	8.6(-09)	3.4(-15)	8.6(-09)	5.31	1.00
gHC ₅ N	1.8(-17)	1.5(-10)	2.0(-17)	1.5(-10)	1.12	1.01
gHC ₇ N	1.4(-18)	1.2(-11)	1.5(-18)	1.3(-11)	1.03	1.04
gHC ₉ N	4.8(-26)	1.5(-12)	5.0(-25)	1.6(-12)	10.29	1.02
gMgH	3.3(-20)	1.1(-9)	3.3(-20)	3.7(-11)	1.01	0.03
gMg	3.5(-31)	3.6(-11)	3.3(-31)	1.5(-13)	0.94	0.004
gN_2H_2	5.9(-21)	3.6(-08)	6.1(-21)	3.6(-08)	1.05	0.98
gNa	1.6(-21)	6.2(-11)	1.6(-21)	1.6(-12)	1.01	0.03
gNH ₂ CHO	6.4(-11)	6.0(-09)	8.3(-10)	7.8(-09)	12.90	1.31
gNH ₂ OH	1.3(-14)	2.0(-06)	1.3(-14)	2.0(-06)	1.00	0.99
gO_2H	1.1(-20)	3.5(-12)	1.0(-20)	5.3(-13)	0.97	0.15
gSiH ₂	1.5(-20)	1.0(-10)	1.6(-20)	1.3(-11)	1.01	0.13
gSiH ₃	1.5(-20)	8.5(-11)	1.6(-20)	7.7(-13)	1.01	0.01
gHNO	5.2(-13)	6.6(-09)	6.4(-13)	5.2(-13)	1.22	7.9(-5)

чания вспышки) хотя бы в одной из моделей превышают 10^{-12} и при этом демонстрируют различие в двух- и трехфазной моделях более чем на порядок величины. Жирным шрифтом выделены компоненты, содержания которых в трехфазной модели достигают значений > 10^{-12} , а также до и после вспышки отличаются более чем на порядок, не демонстрируя подобного различия в двухфазной модели. Обычным курсивом выделено единственное соединение, содержание которого в двухфазной модели до и после вспышки отличается более чем на порядок, но не демонстрирует подобного различия в трехфазной модели.

В табл. 11 приведены общие потенциальные индикаторы вспышек светимости для двух- и трехфазной моделей. Во внешней области общие индикаторы отсутствуют.

Перед вспышкой 500 лет спустя Отношение после/до Компонент 2 Ph 3 Ph 2 Ph 3 Ph 2 Ph 3 Ph 1.5(-20)4.9(-12) 1.5(-20) 1.1(-11)1.00 2.17 gCo gC₂ 2.3(-16)4.1(-08)9.1(-16)1.6(-09)4.01 0.04 2.3(-16)3.4(-08)9.2(-16)7.4(-11)3.92 0.002 gC₂H 7.8(-10)8.1(-17)2.2(-09)2.81 2.89 gC_2H_3 2.9(-17)3.6(-08) 1.9(-08) gC_2H_4 4.5(-11)1.1(-10)2.50 0.53 1.7(-15)7.8(-09) 2.9(-15)4.2(-09)0.54 gC_2H_5 1.72 1.1(-16)1.2(-08)1.3(-16)4.7(-10)1.17 0.04 gC_2N 1.8(-14)2.3(-07)1.9(-14)7.5(-10)**gCN** 1.00 0.003 1.8(-09)4.5(-23)2.6(-08)3.91 14.48 gC₂O 1.2(-23)8.9(-07)1.3(-05)1.9(-06)1.00 2.12 gCO 1.3(-05)1.0(-13)4.0(-06)1.0(-13)7.0(-09)0.99 0.002 gO gC₂S 7.0(-23)1.5(-13)2.6(-22)2.2(-09)3.80 1.4(4) 6.3(-09) 9.9(-11) 1.0(-10)4.6(-09)gCS 1.04 0.73 gC₃ 2.2(-19)1.1(-07)6.3(-19)1.5(-10)2.79 0.001 gC₃H 8.4(-18)1.5(-07)3.3(-18)5.5(-10)0.39 0.004 2.1(-07)3.4(-07)0.26 gC_3H_2 4.2(-10)1.1(-10)1.61 1.1(-14)9.5(-08)1.1(-14)5.1(-08)0.98 0.54 gC₃H₃ 2.3(-09)2.3(-09)gC₃H₃N 7.1(-13)3.3(-12)4.58 1.01 2.0(-09)7.7(-12)1.1(-17)1.1(-17)1.01 0.004 gC₃N 9.8(-27)3.6(-26)1.7(-08)3.64 32.92 gC₃O 5.2(-10)1.2(-18)5.0(-09) 1.4(-18)5.8(-12)1.16 0.001 gC₄ 6.2(-18)8.0(-09)7.2(-18)1.8(-10)1.16 0.02 gC₄H 1.1(-09)2.8(-08)1.3(-09)5.3(-08)1.16 1.85 gC_4H_2 1.5(-14)1.6(-08)gC₄H₃ 9.4(-16)1.1(-15)1.16 1.1(6) \mathbf{gC}_5 7.2(-22)4.7(-10)8.3(-22)5.7(-09)1.16 12.04 7.9(-19)1.3(-09)8.1(-19)3.6(-09)1.03 2.80 gC₅H 2.4(-10)8.9(-09)2.4(-10)2.7(-08)1.02 3.04 gC₅H₂ gC_5N 8.4(-19)1.6(-11)8.4(-19)1.8(-11)1.00 1.12 1.8(-24)1.3(-10)1.9(-24)3.5(-10)1.07 2.65 gC_6 gC_6H 2.2(-19)3.7(-10)2.2(-19)8.4(-10)1.03 2.31 gC_6H_2 6.4(-11)2.4(-09)6.5(-11)5.8(-09)1.03 2.43 2.1(-12)1.5(-12)2.1(-12)2.4(-09)1.00 1591.06 gC₆H₆ 7.7(-25)7.4(-25)3.2(-11)2.5(-10)1.04 7.89 gC_7 gC₇H 5.4(-20)8.9(-11)5.6(-20)1.1(-10)1.03 1.26 gC_7H_2 6.1(-10)1.7(-11)6.8(-10)1.6(-11)1.02 1.12 1.4(-12)1.0(-19)1.00 1.0(-19)1.4(-12)1.00 gC_7N 2.2(-25)1.2(-11)2.2(-25)1.4(-11)1.04 1.18 gC_8 1.8(-20)3.2(-11)1.9(-20)4.1(-11)1.03 1.30 gC₈H gC_8H_2 5.3(-12)2.0(-10)5.4(-12)2.3(-10)1.02 1.19 gC₈H₄ 2.8(-10)2.8(-11)2.8(-10)2.8(-11)1.00 1.00 2.2(-20)1.2(-11)2.2(-20)1.3(-11)1.01 1.04 gC₉H 7.9(-11) 8.1(-11)1.03 gC_9H_2 2.2(-12)2.2(-12)1.02 1.2(-10)1.1(-11)1.00 1.00 gC₉H₄ 1.2(-10)1.1(-11)gCH₂CN 2.0(-16)6.9(-09) 2.2(-16)5.2(-09)1.10 0.76 1.3(-08)9.5(-09)gCH₂NH 4.3(-18)4.4(-18)1.02 0.74 2.2(-18)4.6(-09)2.2(-18)5.0(-09)1.02 1.08 gCH₂NH₂ 1.8(-06) gNH₂ 1.1(-13)1.1(-13)3.0(-09)1.01 0.002 gCH₂OH 5.4(-15)7.1(-08)5.3(-15)5.8(-08)0.82 1.00

Таблица 9. Содержание адсорбированных компонентов во внешней области диска

Таблица 9. Окончание

Vourouaut	Перед вс	пышкой	500 лет	спустя	Отношение после/до	
KOMHOHEHT	2 Ph	3 Ph	2 Ph	3 Ph	2 Ph	3 Ph
gOH	1.0(-16)	6.7(-06)	1.0(-16)	1.3(-08)	1.00	0.002
gCH ₃	1.7(-19)	6.6(-13)	1.8(-19)	1.6(-12)	1.05	2.46
gCH ₃ C ₄ H	2.9(-13)	2.8(-13)	3.0(-13)	7.5(-12)	1.01	26.31
gCH ₃ C ₅ N	9.0(-14)	5.4(-13)	9.1(-14)	1.1(-12)	1.02	2.05
gCH ₃ CHO	5.8(-12)	2.3(-10)	5.8(-12)	2.4(-10)	1.00	1.05
gHCO	2.8(-14)	8.8(-09)	2.8(-14)	5.5(-10)	1.00	0.06
gCH ₃ NH	2.2(-18)	1.4(-08)	2.2(-18)	9.6(-09)	1.02	0.71
gCH ₃ OCH ₃	1.0(-14)	7.3(-10)	1.1(-14)	1.2(-09)	1.11	1.62
gH ₂ CO	2.6(-06)	3.3(-05)	2.6(-06)	2.9(-05)	1.00	0.89
gCH ₃ OH	2.0(-07)	4.0(-06)	2.0(-07)	4.0(-06)	1.00	1.00
gCH ₅ N	4.4(-09)	1.2(-07)	4.4(-09)	1.2(-07)	1.01	1.06
gCHNH	6.8(-25)	2.3(-10)	2.8(-24)	1.9(-10)	4.12	0.84
gNH	5.7(-14)	9.2(-07)	5.8(-14)	1.6(-09)	1.01	0.002
gFe	5.8(-18)	2.7(-10)	5.9(-18)	1.5(-10)	1.00	0.56
gH_2C_3N	1.2(-17)	1.0(-12)	7.4(-17)	8.9(-13)	6.29	0.85
gH ₂ O ₂	3.6(-11)	6.6(-08)	3.6(-11)	9.9(-07)	0.99	14.88
gHS	3.0(-13)	1.1(-10)	3.0(-13)	6.2(-10)	1.00	5.67
gHC ₂ O	1.2(-23)	4.4(-10)	4.5(-23)	4.8(-09)	3.91	10.84
gHC ₃ N	1.4(-11)	8.9(-08)	8.8(-11)	1.1(-07)	6.29	1.28
gHC ₃ O	1.1(-26)	4.2(-10)	3.6(-26)	1.6(-09)	3.34	3.75
gHC ₅ N	1.1(-12)	1.2(-09)	1.1(-12)	1.5(-09)	1.04	1.23
gHC ₇ N	1.3(-13)	1.0(-10)	1.3(-13)	1.1(-10)	1.03	1.04
gHC ₉ N	1.3(-15)	1.4(-11)	1.7(-15)	1.4(-11)	1.27	1.00
gHCCN	1.1(-16)	3.9(-09)	1.3(-16)	2.3(-09)	1.17	0.60
gHCOOH	1.6(-10)	6.1(-10)	1.8(-10)	1.9(-06)	1.19	3077.37
gSi	4.0(-18)	1.9(-10)	4.0(-18)	3.5(-13)	1.00	0.002
gPO	8.5(-13)	8.3(-13)	8.5(-13)	3.5(-11)	1.00	42.64
gMgH	4.1(-17)	1.6(-09)	4.1(-17)	1.5(-09)	1.00	0.97
gMg	4.1(-26)	6.4(-11)	4.1(-26)	6.0(-11)	1.01	0.93
gN ₂	7.7(-09)	5.7(-11)	7.7(-09)	3.1(-08)	1.00	541.97
gN_2H_2	7.9(-11)	5.5(-08)	9.1(-11)	1.7(-07)	1.15	3.04
gNO	1.1(-12)	6.9(-07)	1.1(-12)	5.8(-07)	1.00	0.85
gNa	1.9(-18)	9.2(-11)	2.0(-18)	8.9(-11)	1.00	0.97
gNH ₂ OH	4.3(-28)	1.8(-26)	1.1(-15)	9.9(-08)	2.5(12)	5.5(18)
gNH ₂ CHO	9.4(-09)	2.8(-09)	1.5(-08)	5.7(-07)	1.57	206.59
gNO_2	1.3(-18)	1.3(-18)	8.1(-18)	6.1(-10)	6.12	4.8(8)
gINS	2.9(-13)	2.0(-09)	2.9(-13)	1.4(-09)	1.00	0.71
gO_2	3.3(-10)	3.4(-11)	2.5(-15)	1.3(-07)	7.50	5906.20
gO ₂ п «О	4.7(-19)	3.2(-08)	4.7(-19)	2.0(-07)	1.00	0.30
gO_3	1.0(-12)	1.0(-00)	1.3(-11)	1.9(-00)	1.00	1.18
gOCN	3.2(-10)	1.3(-08)	3.2(-10)	9.9(-09)	1.00	0.04
gOCS	3.0(-13)	0.7(-10) 2.9(-13)	3.7(-13)	3.3(-10)	1.01	14.44
552 9SiH	2.9(-13) 4.0(-18)	2.9(-13) 1 2(-10)	4.0(-13)	1.2(-12)	1.03	0.94
gSiH.	1.0(-10)	4.2(-10)	1.0(-10)	2.2(-10)	1.00	0.24
gSiH ₂	1.5(-17) 1 5(-17)	7.4(-10) 2 1(-10)	1.5(-17) 1 5(-17)	2.7(-10) 2 4(-10)	1.00	1 18
σSO	6.7(-16)	2.1(-10) 2.3(-08)	6.7(-16)	1.8(-0.8)	0.99	0.80
gSO ₂	3.4(-23)	2.1(-10)	2.1(-22)	3.9(-09)	6.22	18 18
gC ₂ H ₅ OH	1.5(-13)	7.4(-10)	1.5(-13)	1.2(-09)	1.01	1.62

	Перед вспышкой		500 лет спустя		Отношение после/до	
Компонент	2 Ph	3 Ph	2 Ph	3 Ph	2 Ph	3 Ph
gC ₉	2.3(-20)	7.1(-12)	3.0(-20)	5.7(-12)	1.33	0.80
gC ₂	4.0(-16)	5.9(-08)	2.2(-14)	3.2(-08)	55.69	0.54
gC ₂ H	4.2(-16)	4.4(-08)	2.4(-14)	2.0(-09)	56.36	0.05
gC_2H_2	2.2(-11)	4.6(-11)	7.9(-10)	1.2(-08)	36.42	259.62
gC_2H_3	3.9(-17)	1.4(-09)	9.9(-16)	1.3(-09)	25.21	0.88
gC_2H_4	6.9(-11)	3.7(-08)	2.6(-10)	4.0(-08)	3.78	1.07
gC_2H_5	2.6(-15)	1.5(-08)	6.6(-15)	1.2(-08)	2.52	0.80
gC_2N	1.6(-16)	1.7(-08)	1.4(-15)	1.7(-09)	9.03	0.10
gCN	2.7(-14)	2.8(-07)	1.7(-13)	4.3(-09)	6.34	0.02
gC ₂ O	5.3(-22)	6.0(-12)	4.4(-18)	3.7(-11)	8204.29	6.09
gCO	2.2(-05)	6.6(-06)	2.1(-05)	2.0(-06)	0.96	0.30
gO	1.9(-13)	5.2(-06)	3.1(-13)	7.3(-09)	1.67	0.001
gC ₂ S	2.8(-19)	1.8(-12)	5.3(-17)	1.8(-11)	187.74	10.33
gCS	1.4(-10)	7.5(-09)	1.4(-10)	3.4(-09)	1.05	0.45
gC ₃	1.2(-18)	1.3(-07)	1.2(-16)	2.8(-10)	99.45	0.002
gC ₃ H	1.9(-17)	1.4(-07)	2.5(-16)	1.7(-07)	12.66	1.26
gC_3H_2	6.0(-10)	1.7(-07)	6.3(-10)	2.4(-07)	1.05	1.43
gC ₃ H ₃	1.5(-14)	1.0(-07)	2.2(-14)	8.0(-08)	1.41	0.80
gC ₃ H ₃ N	1.0(-12)	2.1(-09)	7.4(-12)	2.4(-09)	7.15	1.10
gC ₃ N	1.7(-17)	5.5(-09)	1.1(-16)	4.4(-09)	6.59	0.80
gC ₃ O	1.3(-24)	2.1(-10)	6.3(-18)	1.6(-08)	4.8(6)	78.19
gC ₄	2.7(-18)	7.1(-09)	7.1(-18)	5.7(-09)	2.64	0.80
gC ₄ H	1.4(-17)	9.3(-09)	3.0(-17)	8.6(-09)	2.22	0.92
gC_4H_2	1.6(-09)	2.8(-08)	1.6(-09)	3.1(-08)	1.02	1.10
gC ₄ H ₃	1.4(-15)	1.1(-14)	1.4(-15)	4.3(-11)	1.02	3849.54
gC_5	4.3(-20)	7.2(-10)	2.8(-19)	5.8(-10)	6.57	0.80
gC ₅ H	1.7(-18)	1.5(-09)	3.0(-18)	1.3(-09)	1.72	0.89
gC_5H_2	3.4(-10)	8.5(-09)	3.5(-10)	8.9(-09)	1.02	1.04
gC ₅ N	1.2(-18)	3.2(-11)	1.8(-18)	2.6(-11)	1.50	0.81
gC_6	1.2(-20)	1.9(-10)	3.2(-20)	1.6(-10)	2.72	0.80
gC ₆ H	4.6(-19)	4.3(-10)	7.1(-19)	3.7(-10)	1.53	0.88
gC_6H_2	9.0(-11)	2.3(-09)	9.2(-11)	2.4(-09)	1.02	1.04
gC_7	4.1(-21)	4.8(-11)	2.4(-21)	3.8(-11)	0.60	0.80
gC ₇ H	1.2(-19)	1.0(-10)	1.6(-19)	9.1(-11)	1.38	0.88
gC_7H_2	2.3(-11)	5.8(-10)	2.3(-11)	6.0(-10)	1.02	1.04
gC_7N	1.4(-19)	2.3(-12)	2.0(-19)	1.9(-12)	1.43	0.81
gC_8	1.5(-21)	1.7(-11)	4.8(-22)	1.4(-11)	0.33	0.80
gC ₈ H	3.9(-20)	3.7(-11)	5.4(-20)	3.2(-11)	1.38	0.88
gC_8H_2	7.5(-12)	1.9(-10)	7.6(-12)	1.9(-10)	1.02	1.04
gC9H	3.8(-20)	1.4(-11)	5.0(-20)	1.2(-11)	1.33	0.89
gC_9H_2	3.1(-12)	7.4(-11)	3.1(-12)	7.7(-11)	1.02	1.04
gC_9H_4	1.1(-10)	1.1(-11)	1.1(-10)	1.1(-11)	1.00	1.00
gCH	2.2(-21)	9.2(-15)	3.9(-20)	4.1(-12)	17.80	449.05
gCH ₂ CN	2.9(-16)	1.7(-08)	2.2(-15)	1.8(-08)	7.50	1.06
gCH ₂	2.4(-18)	9.5(-11)	5.2(-18)	4.5(-10)	2.16	4.70
gCH ₂ NH	1.0(-17)	4.5(-08)	1.1(-16)	3.8(-08)	11.41	0.83
gCH_2NH_2	5.0(-18)	3.5(-08)	5.7(-17)	3.2(-08)	11.40	0.91
gNH ₂	7.0(-14)	1.4(-06)	8.7(-14)	3.2(-07)	1.24	0.23
gCH ₂ OH	5.4(-15)	5.2(-07)	5.3(-15)	4.2(-07)	0.98	0.82

Таблица 10. Содержание адсорбированных компонентов в экстремально внешней области диска

Таблица 10. Окончание

V	Перед вспышкой		500 лет спустя		Отношение после/до	
Компонент	2 Ph	3 Ph	2 Ph	3 Ph	2 Ph	3 Ph
gOH	1.5(-13)	1.0(-05)	1.9(-13)	4.2(-06)	1.31	0.42
gCH ₃	1.5(-16)	3.6(-08)	5.3(-16)	5.4(-09)	3.43	0.15
gCH ₃ C ₃ N	1.2(-11)	4.4(-10)	1.2(-11)	4.5(-10)	1.00	1.02
gCH ₃ C ₅ N	9.5(-14)	2.0(-12)	9.5(-14)	2.1(-12)	1.00	1.02
gCH ₃ CHO	4.9(-12)	1.3(-09)	4.9(-12)	1.3(-09)	1.00	1.04
gHCO	4.7(-14)	2.4(-08)	4.6(-14)	3.2(-09)	0.98	0.13
gCH ₃ NH	5.0(-18)	2.9(-08)	5.7(-17)	2.8(-08)	11.40	0.95
gCH ₃ OCH ₃	1.9(-14)	1.0(-08)	1.9(-14)	1.1(-08)	1.00	1.03
gH ₂ CO	2.6(-06)	2.7(-05)	2.6(-06)	2.6(-05)	1.00	0.97
gCH ₃ OH	1.4(-07)	8.1(-06)	1.4(-07)	8.2(-06)	1.00	1.01
gCH ₅ N	5.6(-09)	1.5(-07)	5.6(-09)	1.7(-07)	1.00	1.11
gCHNH	9.0(-25)	2.0(-10)	2.6(-23)	1.6(-10)	29.47	0.81
gNH	3.8(-14)	8.2(-07)	4.4(-14)	1.5(-09)	1.18	0.002
gS	1.7(-18)	3.6(-11)	2.9(-18)	3.2(-11)	1.73	0.88
gFe	8.3(-18)	4.0(-10)	1.2(-17)	3.2(-10)	1.41	0.80
gH_2C_3N	1.7(-17)	8.6(-12)	4.9(-17)	6.9(-12)	2.87	0.81
gH ₂ CN	5.3(-19)	4.7(-12)	8.9(-17)	1.4(-11)	168.76	2.89
gH ₂ O ₂	8.5(-11)	6.5(-08)	8.4(-11)	2.5(-07)	0.99	3.81
gHS	3.1(-13)	6.8(-09)	3.1(-13)	6.4(-10)	1.00	0.09
gH_4C_3N	1.7(-17)	7.9(-12)	1.2(-16)	6.4(-12)	7.12	0.81
gHC ₂ O	5.3(-22)	7.1(-12)	4.4(-18)	1.1(-10)	8343.38	15.62
gHC ₃ N	2.0(-11)	1.2(-07)	5.8(-11)	1.2(-07)	2.88	1.01
gHC ₃ O	2.8(-22)	1.5(-09)	7.2(-18)	2.5(-09)	2.5(4)	1.67
gHC ₅ N	1.5(-12)	1.2(-09)	1.6(-12)	1.3(-09)	1.05	1.01
gHC ₇ N	1.8(-13)	1.0(-10)	1.8(-13)	1.0(-10)	1.02	1.00
gHC ₉ N	8.1(-16)	1.4(-11)	9.1(-16)	1.4(-11)	1.12	1.00
gHCCN	1.6(-16)	4.2(-09)	1.4(-15)	1.3(-08)	9.06	3.16
gHCOOH	1.7(-10)	1.7(-10)	4.4(-10)	6.5(-07)	2.59	3817.32
gSi	4.9(-18)	2.2(-10)	6.9(-18)	1.4(-10)	1.42	0.64
gMgH	5.8(-17)	1.9(-09)	8.2(-17)	1.6(-09)	1.41	0.82
gMg	3.0(-23)	2.2(-10)	1.8(-23)	1.8(-10)	0.60	0.80
gN ₂ H ₂	1.9(-11)	5.7(-08)	7.1(-11)	5.9(-08)	3.71	1.02
gNO	1.9(-12)	2.0(-06)	2.4(-12)	7.9(-07)	1.24	0.39
gNa	2.8(-18)	1.5(-10)	3.9(-18)	1.2(-10)	1.41	0.80
gNH ₂ CHO	2.9(-09)	1.4(-08)	3.0(-09)	3.4(-08)	1.02	2.36
gNH ₂ OH	2.8(-28)	8.6(-29)	7.9(-20)	8.3(-09)	2.8(8)	9.5(19)
gNS	2.9(-13)	1.6(-09)	2.7(-13)	7.3(-10)	0.95	0.46
gO ₂	1.1(-16)	9.1(-12)	8.8(-15)	5.5(-08)	79.91	6026.36
gO ₂ H	1.1(-18)	3.8(-11)	1.1(-18)	9.5(-07)	0.99	2.5(4)
gO ₃	5.6(-15)	2.5(-07)	9.9(-13)	5.8(-07)	175.88	2.30
gOCN	/./(-16)	1.2(-08)	4.9(-15)	4.4(-09)	6.35	0.36
gOCS	4.3(-15)	6.4(-09)	1.0(-14)	6.9(-09)	2.34	1.08
gS1H	4.9(-18)	1.7(-10)	6.9(-18)	1.9(-10)	1.42	1.08
gS1H ₂	2.3(-17)	0.4(-10)	5.2(-17)	5.5(-10)	1.41	0.8/
g51H ₃	2.3(-1/)	2.3(-10)	3.2(-1/)	3.0(-10)	1.41	1.2/
gSU	2.1(-16)	2.0(-08)	5.0(-15)	1.9(-08)	1/.23	0.96
$g_{5}U_{2}$	3.1(-23)	1.0(-10)	3.0(-20)	3.9(-09)	1081.33	39.11
$g C_2 H_5 O H$	1.7(-13)	1.0(-08)	1.7(-13)	1.1(-08)	1.00	1.03
gnus	4.2(-10)	0.0(-14)	4.4(-10)	3.0(-12)	1.05	32.13

	Перед вс	спышкой	500 лет спустя		Отношение после/до	
компонент	2 Ph	3 Ph	2 Ph	3 Ph	2 Ph	3 Ph
Внутренняя область						
CO_2	1.1(-05)	1.1(-05)	8.7(-07)	8.7(-07)	0.077	0.077
gHCOOH	4.6(-08)	4.6(-08)	1.7(-10)	1.7(-10)	3.7(-3)	3.8(-3)
gH_2O_2	9.2(-09)	1.9(-08)	8.1(-10)	8.4(-10)	0.088	0.045
N ₂ O	4.2(-09)	4.2(-09)	3.6(-10)	3.6(-10)	0.087	0.087
gCO ₂	7.2(-10)	7.2(-10)	5.5(-11)	5.6(-11)	0.077	0.077
gH ₂ SiO	9.0(-11)	9.0(-11)	2.3(-12)	2.3(-12)	0.026	0.026
H_2C_3O	3.7(-11)	3.8(-11)	5.5(-10)	6.9(-10)	14.6	18.3
gH_2C_3O	5.7(-12)	5.7(-12)	8.3(-11)	1.0(-10)	14.5	18.3
gC_4H_4	3.0(-12)	3.1(-12)	8.2(-10)	1.3(-09)	275.9	418.4
gC_2H_6	2.2(-12)	2.2(-12)	2.4(-11)	2.8(-11)	11.1	12.8
gC_4H_2	2.1(-12)	2.3(-12)	8.8(-10)	1.4(-09)	412.4	635.8
gC_6H_6	1.4(-13)	1.6(-13)	2.9(-10)	6.4(-10)	2047.2	4064.8
C_4H_2	6.8(-14)	7.2(-14)	2.8(-11)	4.6(-11)	412.4	635.7
	Промежуточная область					
gC_6H_6	2.6(-13)	3.2(-14)	2.1(-07)	8.7(-08)	8.1(5)	2.7(6)
gCH ₃ C ₆ H	4.0(-14)	1.1(-14)	2.1(-11)	1.7(-12)	525.2	161.8
	I	Экстрем	ально внешняя	область	I	1
CO	2.6(-09)	4.0(-10)	9.3(-07)	8.9(-08)	358.3	224.9
NO	4.0(-10)	2.2(-10)	4.7(-09)	6.0(-08)	11.7	274.0
HNO	3.1(-10)	1.6(-10)	3.1(-08)	2.2(-08)	98.3	133.2
CH_4	6.7(-11)	1.1(-11)	4.0(-08)	8.5(-08)	587.9	7790.1
gC_2H_2	2.2(-11)	4.6(-11)	7.9(-10)	1.2(-08)	36.4	259.6
0	7.9(-12)	4.0(-12)	5.1(-10)	7.5(-10)	64.3	187.3
CH ₃	5.2(-12)	8.0(-12)	3.9(-10)	1.4(-09)	74.3	176.0
HCN	2.8(-12)	1.2(-13)	4.4(-09)	1.6(-09)	1616.7	1.3(4)
H_2NO^+	1.7(-12)	1.1(-12)	7.0(-11)	4.7(-11)	40.1	42.9
CN	1.3(-12)	6.7(-14)	1.6(-09)	8.7(-10)	1234.7	1.3(4)
HCO^+	1.3(-12)	2.4(-13)	7.5(-11)	1.6(-11)	57.0	68.9
HNC	8.8(-13)	4.5(-14)	1.8(-09)	1.0(-09)	2047.3	2.2(4)
CH ₂	6.0(-13)	1.2(-12)	1.0(-10)	2.3(-10)	168.2	191.6
C_3H_3	2.7(-13)	1.7(-13)	2.8(-12)	3.2(-12)	10.6	18.5
С	2.3(-13)	5.3(-14)	1.0(-10)	1.3(-11)	456.7	251.3
OCN	1.9(-13)	4.7(-14)	6.1(-12)	7.2(-10)	32.5	1.5(4)
CS	1.4(-13)	3.5(-14)	1.9(-12)	8.6(-11)	14.1	2441.2
C_2H_2	1.4(-13)	1.2(-13)	5.3(-11)	4.9(-11)	369.3	404.5
H_2CN^+	9.4(-14)	5.0(-15)	5.9(-11)	3.3(-11)	630.9	6691.7
C ₂ H	8.5(-14)	5.8(-14)	1.9(-11)	1.7(-11)	226.2	287.5
C_3H_2	7.1(-14)	1.3(-13)	1.2(-12)	1.1(-11)	17.2	90.4

Таблица 11. Общие потенциальные индикаторы вспышек для двух- и трехфазной моделей. Во внешней области общие индикаторы отсутствуют

Konnonent	Перед вспышкой		500 лет	спустя	Отношение после/до	
KOMHOHCHI	2 Ph	3 Ph	2 Ph	3 Ph	2 Ph	3 Ph
Cl	6.9(-14)	1.2(-14)	5.8(-11)	5.8(-11)	831.6	4655.0
CH_5^+	6.9(-14)	7.0(-14)	7.2(-12)	2.3(-11)	105.6	324.9
СН	4.7(-14)	8.9(-14)	4.0(-12)	1.1(-11)	86.3	123.7
NO^+	4.6(-14)	2.5(-14)	1.6(-12)	2.9(-12)	34.5	114.0
CH ₃ CN	4.3(-14)	1.3(-14)	3.6(-12)	2.3(-12)	83.2	184.0
CH ₂ CN	4.1(-14)	1.3(-14)	8.9(-12)	7.0(-12)	218.0	550.9
C_2H_4	3.2(-14)	4.2(-14)	1.8(-11)	1.6(-10)	558.3	3737.9
C_2H_3	1.4(-14)	3.2(-14)	2.8(-12)	1.1(-11)	200.1	340.0
H ₂ CN	9.0(-15)	5.5(-15)	1.1(-12)	7.3(-12)	125.4	1337.3
C^+	7.7(-15)	1.2(-15)	1.8(-12)	2.3(-13)	229.3	191.5
C_3H_3N	3.3(-15)	5.4(-14)	2.5(-12)	2.8(-11)	767.7	511.9
HC_3N	2.5(-15)	1.6(-14)	7.4(-12)	8.9(-12)	2967.1	548.0
C ₂	1.7(-15)	2.0(-15)	3.4(-11)	2.7(-10)	2.0(4)	1.4(5)
C_3N	9.7(-16)	9.4(-15)	1.3(-12)	3.4(-12)	1378.9	366.7
HNC ₃	3.2(-16)	2.4(-15)	1.1(-12)	2.1(-12)	3307.9	862.4
Р	1.6(-16)	1.9(-18)	8.9(-12)	8.9(-12)	5.4(4)	4.6(6)
HCl	9.6(-17)	1.9(-17)	1.7(-12)	1.4(-12)	1.8(4)	7.4(4)

Таблица 11. Окончание

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Авторы признательны правительству Российской Федерации и Министерству высшего образования и науки РФ за поддержку по гранту 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- M. Audard, P. Ábrahám, M. M. Dunham, J. D. Green, et al., in Protostars and Planets VI, edited by H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, and T. Henning (Tucson: University of Arizona Press, 2014), p. 387, arXiv:1401.3368 [astro-ph.SR].
- S. Frimann, J. K. Jorgensen, M. M. Dunham, T. L. Bourke, et al., Astron. and Astrophys. 602, id. A120 (2017), arXiv:1703.10225 [astro-ph.SR].
- J. K. Jorgensen, A. Belloche, and R. T. Garrod, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 58, 727 (2020), arXiv:2006.07071 [astro-ph.SR].
- 4. J.-E. Lee, S. Lee, G. Baek, Y. Aikawa, et al., Nature Astron. 3, 314 (2019), arXiv:1809.00353 [astro-ph.SR].
- 5. *J.-E. Lee*, J. Korean Astron. Soc. **40**, 83 (2007), arXiv:0712.1866 [astro-ph].
- R. Sharma, J. J. Tobin, P. D. Sheehan, S. T. Megeath, W. J. Fischer, J. K. Jorgensen, E. J. Safron, and Z. Nagy, Astrophys. J. 904, id. 78 (2020), arXiv:2010.05939 [astro-ph.SR].
- D. S. Wiebe, T. S. Molyarova, V. V. Akimkin, E. I. Vorobyov, and D. A. Semenov, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 485, 1843 (2019), arXiv:1902.07475 [astro-ph.EP].

- T. Molyarova, V. Akimkin, D. Semenov, P. Ábrahám, T. Henning, Á. Kóspál, E. Vorobyov, and D. Wiebe, Astrophys. J. 866, id. 46 (2018), arXiv:1809.01925 [astroph.EP].
- M. Goto, J. D. Bailey, S. Hocuk, P. Caselli, G. B. Esplugues, S. Cazaux, and M. Spaans, Astron. and Astrophys. 610, id. A9 (2018), arXiv:1710.05926 [astro-ph.GA].
- K. I. Öberg, A. C. A. Boogert, K. M. Pontoppidan, S. van den Broek, E. F. van Dishoeck, S. Bottinelli, G. A. Blake, and N. J. Evans II, Astrophys. J. 740, id. 109 (2011), arXiv:1107.5825 [astro-ph.GA].
- A. C. A. Boogert, P. A. Gerakines, and D. C. B. Whittet, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 53, 541 (2015), arXiv:1501.05317 [astro-ph.GA].
- 12. *T. I. Hasegawa and E. Herbst*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **263**, 589 (1993).
- 13. *R. T. Garrod and T. Pauly*, Astrophys. J. **735**, id. 15 (2011), arXiv:1106.0540 [astro-ph.GA].
- R. T. Garrod, Astrophys. J. 765, id. 60 (2013), arXiv:1302.0688 [astro-ph.GA].
- A. I. Vasyunin, P. Caselli, F. Dulieu, and I. Jiménez-Serra, Astrophys. J. 842, id. 33 (2017), arXiv:1705.04747 [astro-ph.GA].
- T. Molyarova, V. Akimkin, D. Semenov, T. Henning, A. Vasyunin, and D. Wiebe, Astrophys. J. 849, id. 130 (2017), arXiv:1710.02993 [astro-ph.EP].
- D. Semenov and D. Wiebe, Astrophys. J. Suppl. 196, id. 25 (2011), arXiv:1104.4358 [astro-ph.GA].

- H. H. Lee, E. Roueff, G. Pineau des Forets, O. M. Shalabiea, R. Terzieva, and E. Herbst, Astron. and Astrophys. 334, 1047 (1998).
- 19. Е. В. Борщева, в Сборник научных трудов конференции "Астрономия и исследование космического пространства", Всероссийская с международным участием научная конференция студентов и молодых ученых, посвященная памяти П. Е. Захаровой, Екатеринбург, Россия, 1–5 февраля 2021 г., р. 93 (2021).
- H. Terada, A. T. Tokunaga, N. Kobayashi, N. Takato, Y. Hayano, and H. Takami, Astrophys. J. 667, 303 (2007).

- 21. B. Zuckerman, M. Morris, P. Palmer, and B. E. Turner, Astrophys. J. 173, L125 (1972).
- 22. M. L. R. van't Hoff, D. Harsono, M. L. van Gelder, T.-H. Hsieh, et al., arXiv:2110.08286 [astro-ph.GA] (2021).
- 23. M. Simončič, D. Semenov, S. Krasnokutski, T. Henning, and C. Jäger, Astron. and Astrophys. 637, id. A72 (2020), arXiv:2003.14129 [astro-ph.GA].
- L. J. Karssemeijer and H. M. Cuppen, Astron. and Astrophys. 569, id. A107 (2014), arXiv:1409.3038 [astro-ph.GA].
- 25. *M. Jin and R. T. Garrod*, Astrophys. J. Suppl. **249**, id. 26 (2020), arXiv:2006.11127 [astro-ph.GA].

ИЗМЕНЕНИЯ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА ЗАТМЕННО-ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ W DEL

© 2022 г. А. И. Халиуллина*

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Государственный Астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

> **E-mail: hfh@sai.msu.ru* Поступила в редакцию 12.12.2021 г. После доработки 07.01.2022 г. Принята к публикации 24.01.2022 г.

Проведен анализ изменений орбитального периода затменно-двойной системы W Del. Показано, что изменения периода с почти одинаковой точностью можно представить либо суперпозицией двух циклических изменений, либо суперпозицией векового увеличения периода и двух циклических изменений. Вероятнее всего, циклические изменения орбитального периода W Del как в случае представления моментов минимумов в виде суммы линейных элементов и двух периодических колебаний, так и в случае их представления в виде суммы квадратичных элементов и двух периодических колебаний являются следствием магнитной активности вторичного компонента. Вековое увеличение периода, которое получается в случае квадратичного представления, можно объяснить обменом веществом между компонентами.

Ключевые слова: двойные звезды, затменные звезды, отдельные – W Del **DOI:** 10.31857/S0004629922050036

1. ВВЕДЕНИЕ

Переменность звезды W Del (BD +17 4367, V = $= 9.69^{\text{m}}$, $P = 4.806^{\text{d}}$) открыла мисс Уэллс из фотографических наблюдений [1]. Пикеринг [2] построил первую (визуальную) кривую блеска и определил фотометрические элементы орбиты. В работах [3, 4] были построены кривые блеска в главном минимуме, как по визуальным, так и по фотографическим наблюдениям. Главный минимум оказался очень глубоким и показывал полное затмение. Вторичный минимум в этих наблюдениях не был зафиксирован. Полные фотоэлектрические кривые блеска W Del в фотометрических системах В и V были получены в работе [5]. На этих кривых блеска уже виден вторичный минимум на фазе 0.5. Фотометрические элементы орбиты W Del определялись в работах [5-10]. Кривая лучевых скоростей для главного компонента была получена в работе [11], из нее получалось, что орбита системы эллиптическая с эксцентриситетом e = 0.20. Спектр главного компонента был определен как В9 или А0. Позднее в работе [12] для него было получено значение B9.5V. Спектр вторичного компонента в работе [11] оценен как G5, что согласуется и с фотометрическими наблюдениями. Эксцентриситет, полученный из кривой лучевых скоростей, противоречит фотометрическим данным. Однако в работе [13], этот эксцентриситет был подтвержден. Все дело в асимметричности кривой лучевых скоростей, которая может быть вызвана газовыми потоками. По этой причине эксцентриситеты, полученные из кривых лучевых скоростей, часто оказываются ложными. В этом вопросе лучше полагаться на фотометрические наблюдения.

Еще в работе [2] при построении кривой блеска W Del было отмечено, что наблюдения указывают на небольшое изменение периода. Расселл и др. [4], сравнивая фотографические и визуальные наблюдения W Del, полученные в разные годы, также заметили, что период меняется. Цесевич [14] отметил, что диаграмма О – С имеет, по-видимому, циклический характер. Плавец [15] провел подробное исследование изменений периода W Del с использованием имевшихся к тому времени данных. Он представил эти изменения суммой линейных элементов и периодического члена с периодом 50.9 года и пришел к выводу, что для объяснения циклических изменений периода не подходят ни апсидальное движение, ни третье тело. Позже он вернулся к этому вопросу и предположил, что апсидальное движение все-таки может иметь место, однако для этого он постулировал существование небольшого эксцентриситета [16]. Крайнер [17] представил изменения периода W Del суммой квадратичных элементов и синусо-

идального члена с периодом ~50 лет. В работе [18] было показано, что кривую O - C после исключения квадратичного члена можно описать двумя периодическими кривыми. Представленный в этой работе график показывает хорошее совпадение теоретической кривой с наблюдениями. Авторы усомнились в реальности существования двух дополнительных тел в системе на основании слишком больших значений их масс. Однако большие сомнения вызывают близкие значения их периодов. Альтернативные причины таких изменений периода в этой работе не рассматривались. В работе [19] изменения периода W Del были представлены суммой квадратичных элементов и одного синусоидального члена с периодом 53.4 года. Из рисунка, приведенного в этой статье, видно, что данное представление плохо удовлетворяет наблюдениям. Рассмотрев разные возможные причины циклических изменений периода, автор пришел к выводу, что они могут быть следствием магнитной активности вторичного компонента (G5).

В настоящей работе были использованы наблюдения от JD = 2412002 до JD = 2458664, т.е. в интервале 46662 сут или 127.8 года. Этот диапазон намного шире, чем в работах [14–17], ненамного шире, чем в работе [18] и мало отличается от диапазона наблюдений, использованных в работе [19]. В работах [15, 17, 19] авторы представляли изменения орбитального периода суммой векового увеличения и только одного циклического члена, для которого в этих работах получены близкие по величине периоды. В работе [18] остатки после исключения параболы были представлены суммой двух световых уравнений с периодами 58.7 и 36.8 года. Возможность представления моментов минимумов W Del в виде суммы линейных элементов и двух периодических колебаний никем не рассматривалась.

2. ИЗМЕНЕНИЯ СО ВРЕМЕНЕМ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА W DEL

Для исследования изменений периода затменно-двойной системы W Del были использованы моменты минимумов из базы данных B.R.N.O. [20]. Всего имеется 234 момента главного минимума: 179 визуальных, 34 фотографических и 21 из фотоэлектрических и ПЗС-наблюдений. На рис. 1 приведены отклонения (O - C)₁ наблюдаемых (O) моментов минимумов W Del от вычисленных (C) с линейными элементами, полученными методом наименьших квадратов с использованием всех имеющихся моментов главного минимума:

$$C \equiv \text{HJD}(\text{Min I}) = 2443328.557(4) + + 4.8060693(12)^{d}T,$$
(1)

где Т – эпоха наблюдения. На этом рисунке фотоэлектрические наблюдения представлены большими точками, визуальные — маленькими точками и фотографические – треугольниками. Из рисунка видно, что существуют некие долговременные изменения периода, на которые накладываются периодические или квазипериодические колебания. Похожая диаграмма О – С была получена для RT Per. и было показано, что изменения периода этой системы с почти одинаковой точностью можно представить либо суперпозицией двух циклических изменений, либо суперпозицией векового увеличения периода и двух циклических изменений [21]. Для W Del также были рассмотрены два возможных представления моментов минимумов.

2.1. Линейные элементы

Отклонения наблюдаемых моментов минимумов от теоретических, вычисленных с линейными элементами, были представлены суперпозицией двух световых уравнений. Параметры световых уравнений определялись методом перебора в области их возможных значений. Одновременно (тоже перебором) уточнялись линейные элементы. Поиск подходящих световых уравнений осуществлялся методом последовательных приближений, подробно описанным в работе [21]. В результате изменения орбитального периода W Del были представлены в виде:

$$HJD(Min I) = 2443328.575(1) + + 4.8060840(1)dT + LTE1 + LTE2,$$
 (2)

где выражения для световых уравнений *LTE*1 и *LTE*2 имеют вид [22]:

$$LTE = (a_i \sin i_i / c)(1 - e_i \cos E) \sin(v + \omega_i). \quad (3)$$

В выражении для светового уравнения использованы следующие обозначения для элементов орбиты затменно-двойной системы относительно центра тяжести *i*-кратной системы: *a*_i – большая полуось, i_i – наклонение, e_i – эксцентриситет и ω_i – долгота периастра; v и E – истинная и эксцентрическая аномалии, соответственно, которые отсчитываются в той же орбите; *с* – скорость света. Окончательно параметры каждого светового уравнения уточнялись методом дифференциальных поправок [23] при фиксированных линейных элементах (2). Одновременно вычислялись ошибки определения параметров. Отклонение наблюдаемых точек от теоретической кривой, вычисленной согласно соответствующему представлению, характеризовалось величиной стандартного откло-

нения: $\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^{N} (O-C)_{k}^{2}}{N-1}}$, где N – число наблюдений. Поскольку линейные элементы определя-



Рис. 1. Отклонения $(O - C)_1$ наблюдаемых моментов минимумов W Del от вычисленных с линейными элементами (1). Фотографические наблюдения представлены в виде треугольников, визуальные — маленькими точками, фотоэлектрические и ПЗС — большими точками.

лись только методом перебора, для них в скобках указана величина шага перебора.

В табл. 1 приведены параметры световых уравнений для случая линейного представления моментов минимумов. Параметры с индексом *G* относятся к орбите с бо́льшим периодом, а с индексом *L* – к орбите с меньшим периодом. Здесь P_G – период обращения в долгопериодической орбите с бо́льшим периодом, P_L – период обращения в долгопериодической орбите с меньшим периодом, $JD_{G,L}$ – момент прохождения через периастр соответствующей орбиты, $A_{G,L} = (a_{G,L} \sin i_{G,L})/c$. На рис. 2 приведены отклонения (O - C)₁₁ наблюдаемых моментов минимумов W Del от вычислен-

ных с линейными элементами (2). Сплошная кривая – сумма теоретических кривых для световых уравнений с параметрами из табл. 1. В нижней части рис. 2 приведены значения $(O - C)_{10}$, полученные вычитанием из $(O - C)_{11}$ обоих световых уравнений. Из этого рисунка видно, что полученное представление хорошо удовлетворяет наблюдениям. На рис. 3 приведены разности $(O - C)_{12}$, полученные вычитанием из отклонений наблюдаемых моментов минимумов от вычисленных с линейными элементами (2), $(O - C)_{11}$, теоретической кривой для светового уравнения с параметрами из табл. 1 с индексом *L*, и на рис. 4 – разности $(O - C)_{13}$, полученные вычитанием из

Таблица 1. Параметры гипотетических долгопериодических орбит в W Del для представления с линейными элементами

Параметр	Значение	Параметр	Значение
P _G	(36600 ± 200) сут = (100.2 ± 0.5) лет	P _L	(23300 ± 300) сут = (63.8 ± 0.8) лет
$A_{\rm G}$	(0.085 ± 0.002) сут	$A_{\rm L}$	(0.051 ± 0.001) сут
e_G	0.60 ± 0.02	e_L	0.49 ± 0.03
ω_G	$51^{\circ} \pm 4^{\circ}$	ω_L	$257^{\circ} \pm 10^{\circ}$
JD_G	2451300 ± 300	JD_L	2427400 ± 660
$a_G \sin i_G$	$(2.20 \pm 0.05) \times 10^9$ км = (14.7 ± 0.3) а.е.	$a_L \sin i_L$	$(1.32 \pm 0.03) \times 10^9$ км = (8.8 ± 0.2) а.е.
$f(M_3)$	$0.318~M_{\odot}$	$f(M_3)$	$0.170~M_{\odot}$



Рис. 2. Отклонения $(O - C)_{11}$ наблюдаемых моментов минимумов W Del от вычисленных с линейными элементами (2). Обозначения на этом рисунке те же, что на рис. 1. Сплошная кривая – сумма теоретических кривых для световых уравнений с параметрами из табл. 1. В нижней части рисунка приведены значения $(O - C)_{10}$, полученные вычитанием из $(O - C)_{11}$ обоих световых уравнений.



Рис. 3. Разности $(O - C)_{12}$, полученные вычитанием из отклонений $(O - C)_{11}$ наблюдаемых моментов минимумов W Del от вычисленных с линейными элементами (2) теоретической кривой для светового уравнения с параметрами из табл. 1 с индексом *L*. Сплошной линией показана теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 1 с индексом *G*. Обозначения те же, что на рис. 1.



Рис. 4. Разности $(O - C)_{13}$, полученные вычитанием из отклонений $(O - C)_{11}$ наблюдаемых моментов минимумов W Del от вычисленных с линейными элементами (2) теоретической кривой для светового уравнения с параметрами из табл. 1 с индексом *G*. Сплошной линией показана теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 1 с индексом *L*. Обозначения такие же, как на рис. 1.

тех же значений $(O - C)_{11}$ теоретической кривой для светового уравнения с параметрами из табл. 1 с индексом G. Сплошной линией на рис. 3 показана теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 1 с индексом G. Сплошная линия на рис. 4 – теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 1 с индексом L.

2.2. Квадратичные элементы

Изменения периода W Del можно представить и квадратичной зависимостью, параметры которой также определялись методом наименьших квадратов:

$$HJD(Min I) = 2443328.530(3) + + 4.8060975(16)^{d}T + 6.5(3)^{d} \times 10^{-9}T^{2}.$$
 (4)

На рис. 5 показаны остатки $(O - C)_2$, полученные вычитанием из отклонений наблюдаемых моментов минимумов от теоретических, вычисленных по формуле (4), теоретической параболы с параметрами из представления (4). Эти остатки оказалось невозможным представить одной синусоидальной кривой, поэтому они были представлены суммой двух световых уравнений. Параметры этих световых уравнений искались тем же

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 5 2022

способом, что и для линейного представления. В процессе подбора суперпозиции двух световых уравнений уточнялись и квадратичные элементы. В результате было получено следующее представление для моментов минимумов:

$$HJD(Min I) = 2443328.5494(1) +$$

+ 4.8061054(1)^dT + 7.2(1)^d × 10⁻⁹T² + (5)
+ LTE1 + LTE2.

Как и в предыдущем случае, параметры каждого светового уравнения уточнялись методом дифференциальных поправок [23] при фиксированных квадратичных элементах (5). Одновременно вычислялись ошибки определения параметров. В выражении (5) для квадратичных элементов в скобках приводится шаг перебора. Параметры световых уравнений для этого случая приведены в табл. 2, в которой использованы те же обозначения, что в табл. 1. Период и амплитуда светового уравнения с бо́льшим периодом близки к значениям этих параметров в работе [18], остальные параметры этого колебания и параметры светового уравнения с меньшим периодом заметно отличаются.

На рис. 6 приведены остатки $(O - C)_{22}$, полученные вычитанием теоретической параболы из отклонений наблюдаемых моментов минимумов



Рис. 5. Остатки $(O - C)_2$, полученные вычитанием из отклонений наблюдаемых моментов минимумов W Del от теоретических, вычисленных по формуле (4), теоретической параболы с параметрами из представления (4). Обозначения те же, что на рис. 1.

W Del от теоретических, вычисленных с квадратичными элементами (5). Сплошная кривая на этом рисунке – сумма теоретических кривых для световых уравнений с параметрами из табл. 2. В нижней части рис. 6 приведены значения (О – $(O - C)_{20}$, полученные вычитанием из $(O - C)_{22}$ обоих световых уравнений. Отметим, что эта кривая несколько хуже представляет наблюдения, особенно самые последние, чем кривая для линейного представления. На рис. 7 приведены разности $(O - C)_{23}$, полученные вычитанием из отклонений $(O - C)_{22}$ наблюдаемых моментов от вычисленных с квадратичными элементами (5) теоретической кривой для светового уравнения с параметрами из табл. 2 с индексом L, и на рис. 8 – разности $(O - C)_{24}$, полученные вычитанием из тех же значений $(O - C)_{22}$ теоретической кривой для светового уравнения с параметрами из табл. 2 с индексом G. Сплошной линией на рис. 7 показана теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 2 с индексом G. Сплошной линией на рис. 8 показана теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 2 с индексом L.

3. ВОЗМОЖНЫЕ ПРИЧИНЫ ИЗМЕНЕНИЙ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА W DEL

Вековое увеличение периода, которое получается в случае квадратичного представления, можно объяснить обменом веществом между компонентами. В случае равномерного перетекания ве-

Параметр	Значение	Параметр	Значение
P _G	(21800 ± 150) сут = (59.7 ± 0.4) лет	P _L	(18400 ± 110) сут = (50.4 ± 0.3) лет
$A_{\rm G}$	(0.053 ± 0.002) сут	$A_{\rm L}$	(0.049 ± 0.002) сут
e_G	0.0	e_L	0.43 ± 0.04
ω_G	0.0	ω_L	$60^{\circ} \pm 10^{\circ}$
JD_G	2433600 ± 100	JD_L	2433700 ± 420
$a_G \sin i_G$	$(1.37 \pm 0.05) \times 10^9$ км = (9.2 ± 0.3) a.e.	$a_L \sin i_L$	$(1.27 \pm 0.05) \times 10^9$ км = (8.5 ± 0.3) a.e.
$f(M_3)$	$0.217~M_{\odot}$	$f(M_3)$	$0.241~M_{\odot}$

Таблица 2. Параметры гипотетических долгопериодических орбит в W Del для представления с квадратичными элементами



Рис. 6. Остатки $(O - C)_{22}$, полученные вычитанием из отклонений наблюдаемых моментов минимумов W Del от теоретических, вычисленных с квадратичными элементами (5), теоретической параболы (5). Сплошная кривая — сумма теоретических кривых для световых уравнений с параметрами из табл. 2. В нижней части рисунка приведены значения $(O - C)_{20}$, полученные вычитанием из $(O - C)_{22}$ обоих световых уравнений. Обозначения те же, что на рис. 1.



Рис. 7. Разности $(O - C)_{23}$, полученные вычитанием из отклонений $(O - C)_{22}$ наблюдаемых моментов минимумов W Del от вычисленных с квадратичными элементами (5) теоретической кривой для светового уравнения с параметрами из табл. 2 с индексом *L*. Сплошной линией показана теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 2 с индексом *G*. Обозначения такие же, как на рис. 1.



Рис. 8. Разности $(O - C)_{24}$, полученные вычитанием из отклонений $(O - C)_{22}$ наблюдаемых моментов минимумов W Del от вычисленных с квадратичными элементами (5) теоретической кривой для светового уравнения с параметрами из табл. 2 с индексом G. Сплошной линией показана теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 2 с индексом L. Обозначения такие же, как на рис. 1.

щества от менее массивного к более массивному компоненту без изменения общего углового момента [24]:

$$\dot{M}_2 = -M_2 \dot{P} P^{-1} \frac{1}{3(1-q)},\tag{6}$$

где $q = M_2/M_1$. При квадратичной зависимости моментов минимумов

$$JD(Min I) = JD_0 + P_0T + QT^2,$$
 (7)

где P_0 — орбитальный период в момент времени JD_0 . Производная от JD по *T* дает нам значение периода в любой момент времени

$$P = \mathrm{dJD}/\mathrm{d}T = P_0 + 2QT. \tag{8}$$

Дифференцируя это выражение по времени, получаем

$$\dot{P} = \frac{dP}{dt} = \frac{dP}{dT}\frac{dT}{dt} = \frac{2Q}{P_0},\tag{9}$$

поскольку $T = \frac{t - t_0}{P_0}, \ \frac{dT}{dt} = \frac{1}{P_0}.$ Подставляя най-

денное выражение (9) для \dot{P} в уравнение (6), получим (в приближении $P \approx P_0$)

$$\dot{M}_2 = -M_2 \frac{2Q}{P^2} \frac{1}{3(1-q)}.$$
(10)

Для W Del: $M_1 = 2.01 \ M_{\odot}$, $M_2 = 0.42 \ M_{\odot}$ [25], q = 0.21, $Q = 7.2 \times 10^{-9}$, $P = 4.8061054^{d}$. Подставляя эти значения в выражения (9) и (10), получаем $dP/dt = 1.09 \times 10^{-6}$ сут/год, $\dot{M}_2 = -4.04 \times 10^{-8} \ M_{\odot}$ /год.

Хотя мы представили циклические колебания орбитального периода затменно-двойной системы W Del, как в случае линейных элементов, так и в случае квадратичного представления суперпозицией двух световых уравнений, на самом деле, эти циклические изменения орбитального периода могут быть следствием нескольких причин. Кроме светового уравнения, они могут вызываться вращением линии апсид орбиты двойной системы или влиянием магнитных циклов одного из компонентов.

3.1. Вращение линии апсид

Вращение линии апсид наблюдается в двойных системах с эксцентричной орбитой. Из кривой лучевых скоростей W Del для главного компонента был получен эксцентриситет орбиты e = 0.20 [11]. Фотометрические наблюдения, сначала визуальные и фотографические, не подтверждали это значение. Наконец, была получена фотоэлектрическая кривая блеска, в которой уже виден вторичный минимум на фазе 0.5. Следует
отметить, что эксцентриситеты, полученные из кривых лучевых скоростей, часто оказываются ложными и не подтверждаются фотоэлектрическими наблюдениями. На форму кривой лучевых скоростей могут влиять, во-первых, осевое вращение компонентов, а во-вторых, деформация кривой лучевых скоростей, главным образом, около фазы главного затмения, из-за газовых потоков. Поэтому в вопросе об эксцентриситете следует полагаться на результаты фотометрии. Отметим, что фотометрические наблюдения W Del показывают асимметрию главного минимума [5], которая может быть следствием наличия газовых потоков. На основании вышесказанного для W Del принимается круговая орбита, и вращение линии апсид как причина изменений периода не рассматривается.

3.2. Световое уравнение

Полученные параметры долгопериодических орбит позволяют вычислить функции масс для каждого светового уравнения:

$$f(M_3) = \frac{4\pi^2}{G} \frac{a_3^3 \sin^3 i_3}{P_3^2},$$
 (11)

где *G* – гравитационная постоянная.

Для иерархических тройной и четырехкратной систем функция масс связана с массами компонентов следующими соотношениями:

$$f(M_3) = \frac{M_3^3 \sin^3 i_3}{\left(M_1 + M_2 + M_3\right)^2},$$
 (12)

$$f(M_4) = \frac{M_4^3 \sin^3 i_4}{(M_1 + M_2 + M_3 + M_4)^2}.$$
 (13)

Здесь M_1 и M_2 — массы компонентов затменнодвойной системы, M_3 и M_4 — массы дополнительных тел.

3.2.1. Линейные элементы. На рис. 3 и 4 видно, что каждое из синусоидальных представлений хорошо описывает наблюдения, причем наблюдения охватывают по два периода для каждого из циклических изменений. Используя приведенные выше значения масс компонентов и предполагая. что только одно шиклическое изменение периода вызвано световым уравнением, получаем для третьего тела с меньшим периодом $f(M_3) =$ $= 0.170 M_{\odot}$, соответствующая минимальная масса третьего тела равна 1.34 M_{\odot} . Для предполагаемого третьего тела с бо́льшим периодом $f(M_3) = 0.318 M_{\odot}$, а минимальная масса 1.78 M_{\odot} . Если же предположить четырехкратную систему, минимальная масса более удаленного тела получается равной 2.26 M_{\odot} . Фотометрические наблюдения не обнаруживают третий свет в системе. Так что дополнительное тело должно быть либо звездой пониженной светимости, либо, в свою очередь, двойной (или кратной) системой. При этом присутствие сразу двух дополнительных тел маловероятно.

3.2.2. Квадратичные элементы. В этом случае получаются два циклических изменения периода с близкими периодами, такая четырехкратная система вряд ли может существовать. Для меньшего периода функция масс равна 0.241 M_{\odot} и минимальная масса третьего тела 1.57 M_{\odot} . Для бо́льшего периода имеем соответственно 0.217 M_{\odot} и 1.50 M_{\odot} . Присутствовать в системе может только одно из этих дополнительных тел, и это может быть либо звезда пониженной светимости, либо, в свою очередь, двойная (или кратная) система.

3.3. Магнитные колебания

В качестве альтернативы гипотезе о третьем теле может служить предположение, что наблюдаемые модуляции периода являются проявлением магнитной активности. Вторичный компонент в затменно-двойной системе W Del имеет спектральный класс G5, и должен иметь конвективную оболочку и, следовательно, магнитное поле. В работе [26] была предложена модель, в которой гравитационное квадрупольное взаимодействие обеспечивает механизм, посредством которого орбита реагирует на изменения внутренней структуры активной звезды. В этой модели амплитуда модуляций орбитального периода ΔP и амплитуда осцилляций $\Delta (O - C)$ на диаграмме O - C связаны соотношением: $\Delta P/P_0 = 2\pi \Delta (O - C)$ $-C)/P_{mod}$. Используя соответствующее значение периода двойной системы, находим ΔP для всех значений $\Delta(O-C)$ и P_{mod} . Принимая оценки масс компонентов и абсолютного радиуса вторичного компонента $R_2 = 3.88 \ R_{\odot}$ из [25] и используя последовательность формул, приведенную в [26], для каждого значения модулирующего периода находим оценки величины переносимого (от ядра звезды к ее оболочке и обратно) углового момента ΔJ , количества энергии, необходимого для переноса углового момента во внешнюю часть звезды, ΔE , напряженности магнитного поля *B* активного компонента и изменений его светимости ΔL . Эти величины приведены в табл. 3 для представления с линейными элементами и в табл. 4 для квадратичного представления изменений периода. Светимости компонентов затменно-двойной системы определим, исходя из оценок массы и относительной светимости главного компонента, приведенных в [25]. Главный компонент затменно-двойной системы является звездой Главной последовательности, и его светимость можно найти из соотношения масса-светимость в соответствующем диапазоне масс [27]: $L_1 = 20.43 L_{\odot}$.

ХАЛИУЛЛИНА

Величина	Значение		
P _{mod}	36600 сут	23 300 сут	
$\Delta(O-C)$	0.085 сут	0.051 сут	
ΔP	6.06 c	5.71 c	
ΔJ	9.54×10^{47} г см ² /с	9.00×10^{47} г см ² /с	
ΔE	4.49 × 10 ⁴¹ эрг	3.98 × 10 ⁴¹ эрг	
В	1.70×10^3 Гаусс	2.07×10^3 Гаусс	
ΔL	$4.46 \times 10^{32} \operatorname{ppr/c} = 0.116 L_{\odot} = 0.034L_2$	$6.22 \times 10^{32} \text{ spr/c} = 0.162 L_{\odot} = 0.048 L_2$	

Таблица 3. Величины, характеризующие циклы магнитной активности вторичного компонента W Del для разных значений модулирующего периода для представления с линейными элементами

Таблица 4. Величины, характеризующие циклы магнитной активности вторичного компонента W Del для разных значений модулирующего периода для представления с квадратичными элементами

Величина	Значение		
P _{mod}	21800 сут	18400 сут	
$\Delta(O-C)$	0.053 сут	0.049 сут	
ΔP	6.34 c	6.95 c	
ΔJ	9.99×10^{47} г см 2 /с	$1.09 imes 10^{48}$ г см 2 /с	
ΔE	4.62 × 10 ⁴¹ эрг	5.90 × 10 ⁴¹ эрг	
В	2.25×10^3 Гаусс	2.57×10^3 Гаусс	
ΔL	8.20×10^{32} эрг/с = 0.21 L_{\odot} = 0.062 L_2	$1.16 \times 10^{33} \text{ spr/c} = 0.30 \ L_{\odot} = 0.088 \ L_2$	

Согласно [25], его относительная светимость равна 0.857, тогда абсолютная светимость вторичного компонента получается равной $L_2 = 3.41 L_{\odot}$.

Из табл. 3 и 4 видно, что для всех модулирующих периодов полученные оценки магнитных и энергетических величин вполне укладываются в допустимые рамки. Возможные колебания светимости невелики. Кроме того, оценки требуемой энергии, основанные на формулах из [26], следует рассматривать как верхние пределы. В работах [28, 29] было показано, что за счет использования большей скорости вращения звезды или более эффективного механизма превращения вращательной кинетической энергии в магнитную и обратно, затраты энергии и соответствующие изменения светимости могут быть заметно меньше. Таким образом, магнитные колебания можно использовать для объяснения циклических изменений орбитального периода затменно-двойной системы W Del.

Циклические колебания орбитального периода вследствие магнитных циклов могут иметь не строго периодический характер, а также непостоянную амплитуду, причем могут существовать несколько циклов различной продолжительности [26]. При линейном представлении моментов минимумов получаем сочетание двух циклических изменений, подобных наблюдаемым у Алголя [30]. В случае Алголя два цикла приписываются магнитной активности вторичного компонента. То же самое можно предположить и для W Del. В случае квадратичного представления моментов минимумов оба циклических изменения орбитального периода имеют близкие периоды, и теоретические кривые для световых уравнений не очень хорошо представляют наблюдения (рис. 6, 7). Для их объяснения лучше подходят магнитные циклы вследствие магнитной активности вторичного компонента. Кроме того, изменения периода, показанные на рис. 5, можно рассматривать как квазициклические колебания с непостоянными периодом и амплитудой, не разделяя их на составляющие.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование изменений орбитального периода затменно-двойной системы W Del, имеющих довольно сложный характер, показало, что их можно представить суперпозицией двух циклических изменений либо суперпозицией векового увеличения периода и двух циклических изменений с мало различающейся точностью ($\sigma =$ = 0.0167^d в первом случае и $\sigma = 0.0176^d$ во втором случае). При использовании линейных элементов остаточные изменения периода очень хорошо представляются суммой двух синусоидальных кривых. Если предположить четырехкратную систему, то масса более удаленного тела получается слишком большой. Поэтому можно допустить сушествование только одного дополнительного тела, вероятнее всего, с меньшим периодом, и оно должно быть звездой пониженной светимости или двойной (или кратной) системой. Тогда второе колебание, по-видимому, является следствием магнитной активности вторичного компонента. Следствием магнитной активности вторичного компонента могут быть также оба вида колебаний. Формально представление моментов минимумов W Del с использованием линейных элементов лучше описывает наблюдения. Однако существование газовых потоков, на которое указывают как спектральные, так и фотометрические наблюдения. предполагает обмен вешеством между компонентами, которое должно приводить к вековому изменению периода. В случае квадратичного представления моментов минимумов остаточные изменения периода после исключения параболы не очень хорошо представляются строгими синусоидами. Для их объяснения лучше подходят магнитные колебания. Можно также предположить, что изменения периода в этом случае носят квазициклический характер с непостоянными амплитудой и периодом. Кроме того, свой вклад в нерегулярность изменений периода может вносить нестационарность потока вещества между компонентами.

Для уточнения характера изменений орбитального периода в затменно-двойной системе W Del нужны дальнейшие наблюдения моментов минимумов, а также высокоточные кривые блеска для уточнения орбитальных параметров и прояснения вопроса о третьем свете в блеске системы. Желательно также получение более современной кривой лучевых скоростей для надежного определения масс компонентов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. E. C. Pickering and L. D. Wells, Astrophys. J. 3, 77 (1896).
- 2. E. C. Pickering, Astrophys. J. 4, 320 (1896).
- 3. H. N. Russel, Astrophys. J. 36, 133 (1912).

- H. N. Russel, M. Fowler, and M. C. Borton, Astrophys. J. 45, 306 (1917).
- 5. K. Walter, Astron. Nachr. 292, 145 (1970).
- 6. *H. Shapley*, Astrophys. J. 38, 158 (1913).
- 7. *В. П. Цесевич*, Переменные звезды **11**, 403 (1957).
- 8. В. М. Табачник, А. М. Шульберг, Астрон. журн. 42, 590 (1965).
- 9. М. И. Лавров, Астрон. журн. 48, 951 (1971).
- 10. K. Mezzetti, Astrophys. and Space Sci. 39, 273 (1980).
- 11. O. Struve, Astrophys. J. 104, 253 (1946).
- 12. G. Hill, R.W. Hilditch, F. Younger, and W. A. Fisher, Mem. Roy. Astron. Soc. **79**, 131 (1975).
- 13. L. B. Lucy and M. A. Sweeney, Astron. J. 76, 544 (1971).
- 14. В. П. Цесевич, Астрон. цирк. № 174, 17 (1956).
- 15. *M. Plavec*, Bull. of the Astron. Inst. of Czechoslovakia **10**, 185 (1959).
- M. Plavec, Bull. of the Astron. Inst. of Czechoslovakia 11, 148 (1960).
- 17. J. M. Kreiner, Acta Astron. 21, 365 (1971).
- 18. *T. Borkovits, and T. Hegedues*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. **120**, 63 (1996).
- 19. M. A. Hanna, J. Korean Astron. Soc. 39, 129 (2006).
- B. R. N. O. Project Eclipsing Binaries database, http://var2.astro.cz/EN/brno/index.php
- 21. А. И. Халиуллина, Астрон. журн. 96, 196 (2019).
- Д. Я. Мартынов, в кн. М. С. Зверев, Б. В. Кукаркин, Д. Я. Мартынов, П. П. Паренаго, Н. Ф. Флоря, В. П. Цесевич, Переменные звезды, т. 3, Гостехиздат (1947), стр. 464–490.
- 23. А. И. Халиуллина, Х. Ф. Халиуллин, Астрон. журн. **61**, 393 (1984).
- 24. Х. Ф. Халиуллин, Астрон. журн. 51, 395 (1974).
- 25. *L. P. Surkova and M. A. Svechnikov*, Vizier On-line Data Catalog: Semi-detached eclipsing binaries (2004).
- 26. J. H. Applegate, Astrophys. J. 385, 621 (1992).
- Z. Eker, F. Soudugan, E. Soydugan, S. Bilir, E. Yaz Gökçe, I. Steer, M. Tüysüz, T. Şenyüz, and O. Demircan, Astron. J. 149, 131 (2015).
- 28. A. F. Lanza, M. Rodono, and R. Rosner, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **296**, 893 (1998).
- 29. A. F. Lanza and M. Rodono, Astron. and Astrophys. 349, 887 (1999).
- 30. S. O. Selam and O. Demircan, Turk. J. Phys. 23, 301 (1999).

НЕСТАБИЛЬНОСТЬ В СИСТЕМЕ УДАЛЕННОЙ POST-AGB ЗВЕЗДЫ LS III +52°24 (IRAS 22023+5249)

© 2022 г. В. Г. Клочкова^{1,*}, А. С. Мирошниченко^{2,3}, В. Е. Панчук¹, Н. С. Таволжанская¹, М. В. Юшкин¹

¹Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия ²Университет в Гринсборо, Северная Каролина, США ³Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия *E-mail: Valentina.R11@yandex.ru Поступила в редакцию 10.01.2022 г. После доработки 21.02.2022 г. Принята к публикации 21.02.2022 г.

В оптических спектрах В-сверхгиганта LS III +52°24 (IRAS 22023+5249), полученных на 6-м телескопе БТА с разрешением R \geq 60 000 в 2010–2021 гг., найдены признаки переменности ветра и стратификация скорости в протяженной атмосфере. Линии нейтрального водорода H α и H β имеют профиль типа P Cyg, их ветровой абсорбционный компонент меняет положение в интервале от $V_{\odot} = -270$ до -290 км/с. Интенсивность эмиссии H α достигает рекордных значений по отношению к локальному континууму: $I/I_{cont} \geq 70$. Стационарная лучевая скорость по положениям симметричных запрещенных и разрешенных эмиссий металлов принята за системную скорость $V_{sys} = -149.6 \pm 0.7$ км/с. Впервые для этой звезды, по положениям абсорбций ионов NII, OII, обнаружена переменность во времени лучевой скорости в интервале от $V_{\odot} = -127.2$ до -178.3 км/с, что указывает на возможное присутствие компаньона и/или на пульсации в атмосфере. Зафиксирована переменность профиля триплета кислорода W (OI 7774), обусловленная появлением нестабильной эмиссии. Совокупность межзвездных абсорбций профиля D-линий NaI в интервале от $V_{\odot} = -10.0$ до -167.2 км/с формируется в Местном рукаве и в последующих рукавах Галактики. Удаленность, d > 5.3 кпк, в сочетании с высокой скоростью указывает на то, что звезда находится в межрукавном пространстве Галактики за рукавом Scutum–Crux.

Ключевые слова: звезды, post-AGB звезды, звездный ветер, пульсации **DOI:** 10.31857/S0004629922060056

1. ВВЕДЕНИЕ

Результаты миссии телескопа IRAS открыли для астрономов небо в инфракрасных лучах. В частности, на высоких широтах Галактики были выделены ИК-источники, впоследствии отождествленные со звездами высокой светимости, в основном на эволюционной стадии после асимптотической ветви гигантов (post-AGB) [1-4]. После оптического отождествления первых IRAS-источников начался бум в исследовании этих объектов. Результаты первого десятилетия представлены в известном обзоре Квока [5]. Часть post-AGB сверхгигантов доступна спектроскопии с высоким спектральным разрешением, обзоры этих исследований, выполненных на 6-метровом телескопе, опубликованы Клочковой [6-8].

На стадии post-AGB наблюдаются далеко проэволюционировавшие звезды с исходными массами в интервале 2-8 *М*_☉. Согласно Блекеру [9], на предшествующей эволюционной стадии AGB эти звезды наблюдаются в виде красных сверхгигантов с эффективной температурой $T_{\rm eff} \approx 3000{-}4500$ К. АGB-стадия для звезд указанных выше масс является заключительной фазой с нуклеосинтезом в звездных ядрах. Интерес к AGB-звездам и к их ближайшим потомкам обусловлен, в частности, и тем, что именно в недрах этих звезд, находящихся на кратковременной эволюционной стадии, имеются физические условия для синтеза ядер тяжелых металлов и выноса наработанных продуктов ядерных реакций в звездную атмосферу и далее, в околозвездную и межзвездную среду. Вследствие этих процессов AGB-звезды с исходными массами ниже $3-4M_{\odot}$

являются основными поставщиками (свыше 50%) всех элементов тяжелее железа, синтезированных за счет s-процесса, суть которого состоит в медленной (по сравнению с β-распадом) нейтронизации ядер. Детали эволюции звезд вблизи AGB и результаты современных расчетов синтеза и выноса элементов приведены в статьях [10–12].

В последние десятилетия среди post-AGB звезд выделена подгруппа горячих сверхгигантов, зачастую с эмиссиями в спектрах, классифицированных как звезды на стадии после AGB, приближающиеся к фазе планетарной туманности. Хорошим примером является высокоширотная горячая звезда SAO 244567 ($T_{\rm eff} \ge 35000$ K), для которой Партасарати и др. [13] за счет сравнения спектров, разделеннных во времени на 50 лет, сделали вывод о ее быстром приближении к фазе молодой планетарной туманности.

Предметом данной статьи является горячий сверхгигант LS III +52°24, ассоциированный с инфракрасным источником IRAS 22023+5249. Эта звезда фигурирует среди звезд с эмиссией в Нα в ранних исследованиях, к примеру, в списке объектов в работе [14]. В базе данных SIMBAD для звезды приведен спектральный класс Ве. Суарез и др. [15], исследуя обширную выборку звезд с избытками ИК-потока, отнесли IRAS 22023+5249 к объектам на переходе к планетарной туманности. Основные особенности оптического спектра LS III +52°24 к настоящему времени хорошо известны. Саркар и др. [16] по спектру высокого разрешения определили фундаментальные параметры звезды и особенности химического состава ее атмосферы. Получив большое значение лучевой скорости по абсорбциооным линиям, $V_{\odot} = -148.31 \pm 0.60$ км/с, эти авторы пришли к заключению о том, что LS III +52°24 - это звезда типа O-rich post-AGB. Архипова и др. [17] обнаружили быструю (от ночи к ночи) переменность блеска в полосах UBV с амплитудой переменно-

сти $\Delta V = 0.35^m$. Эти авторы обнаружили корреляцию между блеском звезды и интенсивностью линий HI, HeI, [NII], [SII] и др., а также отметили усиление за 20 лет эквивалентных ширин небулярных эмиссий [NII] и [SII].

В данной статье мы представляем результаты анализа оптических спектров LS III +52°24, полученных на 6-м телескопе БТА в 2010—2021 гг. Основная цель нашей работы — поиск переменности профилей спектральных деталей и поведение картины лучевых скоростей со временем. В разделе 2 кратко описаны методы наблюдений и анализа данных. В разделе 3 приведены результаты в сопоставлении с опубликованными ранее, и в разделе 4 обсуждаются полученные результаты и даны основные выводы.

2. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ И ЕГО ОБРАБОТКА

Спектры LS III +52°24 получены с эшельным спектрографом НЭС [18], стационарно расположенным в фокусе Нэсмита 6-метрового телескопа БТА. Моменты наблюдений звезды указаны в табл. 1. Эшельный спектрограф НЭС оснащен крупноформатной ПЗС-матрицей форматом 4608×2048 элементов с размером элемента 0.0135×0.0135 мм, шум считывания 1.8 е⁻. Зарегистрированный спектральный диапазон составляет $\Delta\lambda = 470-778$ нм. Для уменьшения световых потерь без потери спектрального разрешения спектрограф НЭС снабжен резателем изображения на три среза. Каждый спектральный порядок на двумерном изображении спектра повторяется трижлы со смешением поперек лисперсии эшелле-решетки. Спектральное разрешение составляет $\lambda/\Delta\lambda \ge 60\,000$, отношение сигнала к уровню шумов вдоль эшельного порядка в спектрах LS III +52°24 меняется от 40 ло 60.

Экстракция одномерных данных из двумерных эшелле-спектров выполнена с помощью модифицированного (с учетом особенностей эшелле-кадров используемого спектрографа) контекста ECHELLE комплекса программ MIDAS. Детали процедуры описаны Юшкиным и Клочковой [19]. Удаление следов космических частиц проводилось медианным усреднением двух спектров, полученных последовательно один за другим. Калибровка по длинам волн осуществлялась по спектрам Th-Ar лампы с полым катодом. Вся дальнейшая обработка, включающая фотометрические и позиционные измерения, выполнена с помощью современной версии программы DECH20t, разработанной Г. Галазутдиновым. Систематические ошибки измерения гелиоцентричеких скоростей V_{\odot} , оцененные по резким межзвездным компонентам NaI и теллурическим линиям, не превышают 0.25 км/с (по одной линии), случайные ошибки для неглубоких абсорбций ≈ 0.5 км/с — среднее значение на одну линию. Для усредненных величин V_☉ в табл. 1 ошибки 0.06-0.3 км/с в зависимости от числа измеренных линий. Отождествление деталей в спектре LS III +52°24 мы проводили, используя данные Клочковой и др. [20] из спектрального атласа для горячей post-AGB звезды, ассоциированной с ИК-источником IRAS 01005 + 7910. Кроме того, мы привлекли результаты отождествления деталей в спектрах родственных объектов из работ Саркара и др. [21, 16]. Для уточнения отдельных сведений для спектральных линий мы также использовали данные из базы VALD [22, 23].

Дата JD 245 0000+	V_{\odot} , км/с				
	Абсорбции	Симметр. эмиссии	Hα (abs)/(emis)	HeI 5876 (abs)/(emis)	HeI 6678 (abs)/(emis)
1	2	3	4	5	6
14.07.2001 ¹	-152.4	-147.3	-185.36^{2}		-182.16^{2}
2105	±0.3(8)	±0.17(15)			
27.09.2010	-178.3	-149.6	-272.1	-228.9	-210.5
5467.43	±0.2(9)	±0.08(29)	-129.7	-125.1	-121.2
07.12.2019	-151.3	-150.3	-274.6	-229.2	-210.0
8825.23	±0.3(11)	±0.06(37)	-138.2	-131.3	-125.6
29.08.2020	-140.8	-150.0	-290.5:	-210.7	-201.1
9091.47	±0.2(12)	±0.07(33)	-149.6	-121.7	-122.5
26.10.2020	-127.2	-148.6	-271.3	-213.3	-201.0
9149.27	±0.14(15)	±0.06(46)	-149.5	-122.6	-123.2
29.07.2021	-141.9	-150.1	-273.1	-229.4	-217.6
9424.52	±0.4(7)	±0.06(32)	-148.9	-123.8	-126.5

Таблица 1. Результаты измерений гелиоцентрической лучевой скорости V_{\odot} в спектрах LS III +52°24 по линиям различного типа

Примечание. Данные для 2001 г. (показаны надстрочными символами 1, 2) заимствованы из статьи [16]: 1 – средние V_{\odot} для абсорбций и запрещенных эмиссий получены усреднением соответствующих данных этих авторов; 2 – скорости ветра по профилям этих линий взяты из [16]. В 4–6 столбцах, обозначенных как (abs)/(emis), приведены лучевые скорости V_{\odot} , полученые по абсорбционным (вверху) и эмиссионным (внизу) компонентам соответствующих линий Н α и HeI.

3. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Переменность оптического спектра LS III +52°24 и картины лучевых скоростей

Основные особенности оптического спектра горячих post-AGB звезд в настоящее время достаточно хорошо известны. Сошлемся на результаты спектроскопии высокого разрешения, опубликованные Гарсио-Ларио и др. [24], Клочковой и др. [20], Саркаром и др. [21, 16], Мелло и др. [25], Иконниковой и др. [26]. Оптический спектр LS III +52°24 – это композиция спектра горячего сверхгиганта и богатого эмиссиями спектра околозвездной туманности. В спектрах содержатся эмиссии трех типов: эмиссионный компонент комплексных линий нейтрального водорода и гелия, многочисленные симметричные разрешенные (OI, SiIII, AlIII, CII, FeI, FeII, FeIII) и запрещенные эмиссии низкого возбуждения ([NII], [OI], [SII]). Появление запрещенных эмиссий [NII], [SII] указывает на приближение к фазе планетарной туманности. Профили каждого из этих типов линий представлены на рис. 1-4.

Все запрещенные эмиссии [NII] спектре имеют наиболее простой симметричный профиль — это узкая гауссиана полушириной около ≈10 км/с. Профили запрещенных эмиссий кислорода сложнее. Как следует из рис. 4, склоны профиля эмиссии [OI] 6300 Å почти вертикальны и отстоят примерно на ±20 км/с от центра профиля. Полуширина профиля этой же эмиссии, но теллурической природы, многократно ниже ≈3 км/с. Представленные на рис. 4 профили эмиссии [OI] 6300 Å для 3 моментов наблюдений позволяют отметить наличие переменности этой линии, что может отражать сложную структуру газовой оболочки звезды.

В табл. 1 приведены результаты измерений гелиоцентрической лучевой скорости V_{\odot} в спектрах LS III +52°24 по положениям выборок линий различного типа: абсорбции, симметричные запрещенные и разрешенные эмиссии, эмиссионные и абсорбционные компоненты Н α и линий HeI. В скобках указано число использованных при усреднении деталей. Как следует из данных таблицы, скорость по выборке симметричных эмиссий, формирующихся в газовой оболочке сверхгиганта, не изменяется для всех дат наблюдений. Постоянство этой величины позволяет принять ее среднее значение в качестве системной скорости LS III +52°24: $V_{sys} = -149.6$ км/с.

Многократные наблюдения на большом временном промежутке привели нас к обнаружению переменности положений чистых абсорбций ионов. Как следует из данных во 2-м столбце таблицы, усредненная скорость по выборке абсорбций ионов OII, NII меняется в интервале значений от $V_{\odot} = -127.2$ до -178.3 км/с, что является проявлением нестабильности в глубоких слоях



Рис. 1. Профиль Н α в координатах "Лучевая скорость – относительная интенсивность" в спектрах LS III +52°24, полученных 27.09.2010 (красная линия), 07.12.2019 (зеленая линия), 29.08.2020 (синяя линия), 26.10.2020 (черная линия). Здесь и далее положение штриховой вертикали совпадает с принятым значением системной скорости $V_{\text{sys}} = -149.6 \text{ км/с}.$

атмосферы звезды. Эта переменность может быть обусловлена наличием пульсаций в протяженной атмосфере сверхгиганта или же присутствием компаньона в системе.

Переменность интенсивности линий Н α и НеІ была обнаружена ранее Архиповой и др. [17] по спектрам с низким разрешением. Наши наблюдения позволяют детализировать этот результат. Представленный на рис. 1 профиль линии Н α в координатах "Относительная интенсивность" — "Лучевая скорость" для всех моментов наблюдений содержит мощную эмиссию. Подчеркнем, что LS III +52°24 — это рекордсмен по мощности эмиссии в Н α : как следует из рис. 1, интенсивность эмиссии Н α по отношению к локальному континууму достигает значений $I/I_{\text{cont}} \ge 70-78$. Положение этой эмиссии не изменяется со временем и совпадает с принятым нами значением системной скорости $V_{\text{sys}} = -149.6$ км/с. Переменность интенсивности эмиссии в Н α свидетельствует о переменности мощности звездного ветра и неоднородности газовой оболочки звезды.

Рисунок 2, где представлен нижний фрагмент профиля H α , иллюстрирует смещение положения абсорбционного компонента и изменение глубины этой ветровой детали, формирующейся в верхних слоях истекающей атмосферы у основания звездного ветра. Из данных в 4-м столбце табл. 1 интервал переменности положения ветровой абсорбции составляет от $V_{\odot} = -270$ до -290 км/с. Терминальная скорость достигает ве-



Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для нижней части профиля На.

личины $V_{\odot} = -300$ км/с. На фрагменте профиля Н α , показанном на рис. 2, хорошо заметно присутствие переменного дополнительного эмиссионного компонента в длинноволновом крыле профиля Н α .

От даты к дате в спектре LS III +52°24 наблюдается и существенная переменность линий нейтрального гелия с профилями типа Р Суд. Для иллюстрации этого явления на рис. 3 сопоставлены профили линии HeI 6678 Å в спектрах за три момента наблюдений. Здесь хорошо видны переменность интенсивности и положения эмиссионного и абсорбционного компонентов. При этом терминальная скорость достигает тех же значений, что на профиле H α . Дополнительно, на рис. 5, представлены профили двух линий HeI 6678 и 7065 Å для двух дат наших наблюдений: 17.12.2019 и 29.08.2020. Здесь наиболее интересная и новая деталь – усиление ветровой абсорбции у HeI 6678 Å, в это же время, в августе 2020 г. у линии HeI 7065 Å такого рода ветровая абсорбция впервые сформировалась.

Кроме того, в спектре LS III +52°24 зафиксирована редко встречающаяся особенность – значительная переменность профиля инфракрасного триплета кислорода, OI 7775 Å, что иллюстрирует рис. 6, где сопоставлены профили триплета для двух моментов наблюдений. Эта особенность, наряду с эмиссионными компонентами на профиле D-линий NaI, была вскользь упомянута в статье Мелло и др. [25], посвященной спектроскопии горячих post-AGB звезд. Кроме того, в статье Архиповой и др. [17, табл. 8] для триплета кислорода указаны два значения суммарной эквивалентной ширины эмиссии OI 7775 Å, что также свидетельствует о переменности профиля триплета.

Отметим также, что запрещенные эмиссии [SII] 6717 и 6731 Å систематически, примерно на –20 км/с, сдвинуты в коротковолновую область



Рис. 3. То же, что и на рис. 1, для линии Не I 6678 Å.

относительно других запрещенных эмиссий. Эта особенность, обусловленная стратификацией газовой оболочки, сохраняется в наших спектрах от даты к дате. Ранее она была уже отмечена Саркаром и др. [16] и для спектра за 2001 г.

3.2. Расстояние до звезды и ее светимость

Параллакс LS III +52°24 из каталога Gaia EDR3, измеренный с высокой точностью, $\pi =$ = 0.17313 ± 0.018 mas, приводит к большой величине расстояния до звезды: $d = 5.84 \pm 0.6$ кпк. В базе данных SIMBAD приведен параллакс из Gaia DR2, имеющий слишком низкую точность, $\pi = 0.0804 \pm 0.0524$ mas. В работе [27] приведены уточненный на основе моделирования данных Gaia DR3 параллакс $\pi = 0.19$ mas и соответствующее ему расстояние d = 5.34 кпк.

Значительная удаленность звезды подтверждается и наличием в структуре профиля D-ли-

ний дублета NaI межзвездных компонентов. не принадлежащих Местному рукаву. Многокомпонентный профиль линии дублета NaI 5889 Å для двух моментов наблюдений показан на рис. 7. Здесь цифрами отмечены компоненты, формирующиеся в разных слоях околозвездной и межзвездной среды. Короткими вертикальными линиями на этом рисунке указаны положения двух межзвездных компонентов линии КІ 7696 Å. Абсорбционные компоненты "3-7" в интервале скоростей от $V_{\odot} = -10.4$ до -56.1 км/с имеют межзвездное происхождение. Эмиссия "2" формируется в околозвездной газовой среде, ее положение $V_{\odot} \approx -150.2$ км/с согласуется с системной скоростью. Абсорбционные компоненты профилей линий дублета NaI $V_{\odot} = -10$ до -72 км/с были зарегистрированы ранее Клочковой и др. [28] в спектре центральной звезды родственного объекта IRAS 01005+7910, расположенного выше галактической плоскости (его широта $b = +16.6^{\circ}$).



Рис. 4. Профиль линии [OI] 6300 Å в спектрах LS III +52°24, полученных 27.09.2010 (красная линия), 07.12.2019 (зеленая линия), 29.07.2021 (черная линия). Узкие эмиссии на этом фрагменте – теллурическая линия [OI] 6300 Å.

Коротковолновая абсорбция "1", положение которой, $V_{\odot} = -170$ км/с, не меняется от даты к дате наблюдений, вероятно, возникает в околозвездной оболочке, расширяющейся со скоростью около $V_{\exp} = -20$ км/с. Эта оценка скорости расширения оболочки не противоречит значениям этого параметра из статьи Саркара и др. [16], который оценил скорость расширения исходя из ширин запрещенных линий [NII], [SII]. Скорость расширения по профилям запрещенных линий [OI] 6300 и 6363 Å существенно превышает этот параметр, что мы видим и на основе наших наблюдений. Приведенный на рис. 4 профиль линии [OI] 6300 Å по ширине профиля шире и, возможно, структурирован.

Заметим, что межзвездный компонент $V_{\odot} \approx -12$ км/с, формирующийся в Местном рукаве Галактики, был обнаружен ранее Клочковой и др.

[29] и в спектре post-AGB звезды V448 Lac (= IRAS 22223+4327). Эта звезда имеет близкие к LS III +52°24 галактические координаты, но бо́льшее значение параллакса, $\pi = 0.2375 \pm 0.0670$ mas, который соответствует расстоянию около 4.2 кпк, что согласуется с оценкой удаленности на основе системной скорости V448 Lac по данным радионаблюдений.

Средняя скорость по отождествленным в имеющихся спектрах LS III +52°24 диффузным межзвездным полосам (DIBs), V_{\odot} (DIBs) = -16.0 ± ± 0.2 км/с, согласуется со скоростью по межзвездным компонентам NaI и KI. Для оценки межзвездного поглощения мы использовали эквивалентные ширины W_{λ} доступных в наших спектрах DIBs и соотношения между избытком цвета, E(B - V), и W_{λ} согласно калибровкам Коса и Цвиттера [30]. В табл. 2 приведены усредненные



Рис. 5. Переменность профилей линий HeI 6678 (синии линии) и HeI 7065 Å (черные линии) в спектрах LS III +52°24, полученных 07.12.2019 (тонкие линии) и 29.08.2020 (жирные линии).

по нашим спектрам значения W_{λ} , а в последнем столбце соответствующие избытки цвета. Для двух линий, отсутствующих в публикации Коса и Цвиттера [30], выделенные курсивом значения E(B-V) мы получили с использованием калибровочных зависимостей Луна и др. [31]. Среднее по восьми DIBs значение $E(B-V) = 0.33^m$. Эта оценка покраснения хорошо согласуется с картиной межзвездного покраснения из работы Грина и др. [32] вблизи плоскости Галактики в направлении рукава Scutum–Crux.

Полученная для LS III +52°24 оценка покраснения E(B-V) в два раза ниже этого параметра, $E(B-V) = 0.66^m$ из статьи Архиповой и др. [17]. Столь существенное различие обусловлено различием методов оценки покраснения. В нашем случае оценка сделана на основе измеренных в спектре эквивалентных ширин межзвездных полос, а в работе [17] покраснение определено путем сравнения наблюдаемых цветов (U - B), (B - V) с нормальными цветами стандартных сверхгигантов соответствующего спектрального класса. Таким образом, была получена оценка полного избытка цветов за счет суммарного поглощения в межзвездной среде и в околозвездной оболочке звезды. Столь значительное различие избытка цвета за счет межзвездного и полного поглощения является типичным свойством для роst-AGB звезд в статье Гауба и др. [33].

Используя стандартное значение отношения величины полного поглощения к избытку цвета, R = 3.2, и избыток цвета согласно данным Архиповой и др. [17] получаем для LS III +52°24 полное поглощение $A_v = 2.11^m$. Имея надежное значение расстояния до звезды (d = 5.8 кпк) и полное поглощение, а также используя значение



Рис. 6. Профиль триплета OI 7775 Å в спектрах LS III +52°24, полученных 29.08.2020 (синяя линия) и 26.10.2020 (черная линия).

эффективной температуры $T_{\rm eff} = 24000$ К из работы [16] и соответствующую этой температуре болометрическую поправку В.С., $= -2.5^m$, можем оценить болометрическую звездную величину $M_{\rm bol} = -5.9^m$ и светимость звезды $\lg L/L_{\odot} = 4.27$. Светимость на основе параллакса из [27] несколько ниже: $\lg L/L_{\odot} = 4.18$. С учетом неопределенности эффективной температуры в 1000 К в работе [16], приходим к среднему значению светимости $\lg L/L_{\odot} = 4.2 \pm 0.3$.

Данные из статьи Партасарати и др. [34] указывают на то, что полученная нами светимость LS III +52°24 является типичной для post-AGB звезды. Необходимо учитывать, что Партасарати и др. [34] для оценки параметров для выборки post-AGB применили параллаксы звезд из Gaia DR2 и привели только нижнюю границу оценки светимости для LS III +52°24. Следует отметить, что реальная светимость LS III +52°24 может быть несколько ниже, если учесть, что видимый блеск звезды усилен за счет присутствия в ее спектре мощных эмиссий. Полученная нами светимость $\lg L/L_{\odot} = 4.2 \pm 0.3$ служит дополнительным указанием на то, что звезда не принадлежит к сверхгигантам с феноменом B[е], светимость которых существенно выше. По данным [35], для выборки сверхгигантов этого типа в Галактике средняя светимость составляет $\lg L/L_{\odot} = 5.1 \pm 0.2$.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Обнаруженная переменность абсорбционноэмиссионных профилей HI и HeI линий в спектре LS III +52°24 свидетельствует о неоднородности и наличии структуры в ее околозвездной газовой среде. Эта неоднородность и отсутствие сфе-



Рис. 7. Многокомпонентный профиль линии NaI 5889 Å в спектрах LS III +52°24, полученных 29.08.2020 (черная линия) и 26.10.2020 (красная линия). Две вертикальные черты соответствуют скоростям межзвездных компонентов линии KI 7696 Å.

рической симметрии зафиксированы также на изображениях IRAS 22023 + 5249 в ближнем ИК-диапазоне, полученных Гледхиллом и Форде [36] с аппаратурой NIFS 8.2-м телескопа Gemini North. Спектр протяженной газовой оболочки содержит богатый спектр молекулярного водорода, эмиссии HI и HeI имеют профили типа Р Суд. Особенно информативно изображение в полосе Bry, где, как подчеркивают авторы, присутствуют мощный центральный эмиссионный пик, дополнительная эллиптическая оболочка, а также яркие пятна и искривленные детали. Столь структурированная околозведная среда может также объяснить появление и переменность дополнительной эмиссии в длинноволновом крыле профиля Нα на рис. 2.

Неожиданным свойством сверхгиганта LS III +52°24 является его высокая системная скорость,

 $V_{\rm sys} = -149.6 \pm 0.7$ км/с. Эта особенность является решающим доводом о принадлежности звезды к старому населению Галактики. Однако эта высокая скорость согласуется с большой удаленностью звезды, d > 5.3 кпк, полученной на основании ее достаточно надежного параллакса согласно данным Gaia DR3. Привлекая картографию лучевых скоростей в Галактике [37], можно видеть, что значение системной скорости для LS III +52°24 (галактические координаты $l \approx 100^\circ$, $b \approx -2^\circ$) и ее большая удаленность хорошо сочетаются с принадлежностью звезды к пространству далее рукава Scutum–Crux.

В семействе горячих post-AGB звезд имеются иные объекты с подобными большими скоростями. К примеру, Иконникова и др. [26] определили значительную гелиоцентрическую скорость $V_{\odot} = -124.2 \pm 0.4$ км/с для горячей post-AGB

звезды LS 5112 (= IRAS 18379-1707). Совокупность фундаментальных параметров и спектральных особенностей LS 5112, полученных Иконниковой и др. [26], поволяет рассматривать эту звезду в качестве ближайшего аналога LS III +52°24. Важным результатом этих авторов мы рассматриваем выявленный избыток гелия и CNO-элементов, что прямо указывает на стадию post-AGB и эффективность состоявшегося 3-го вычерпывания. К сожалению, нет возможности сопоставить поведение со временем спектральных особенностей LS 5112 и LS III +52°24, поскольку исследование спектра LS 5112 было проведено Иконниковой и др. [26] по единичному наблюдению. Родственным объектом является и горячая post-AGB звезда LS II +34°26 = V886 Her (= IRAS 18062+2410), для которой Архипова и др. [38] выявили фотометрическую переменность той же амплитуды, отождествили множество запрешенных эмиссий, а также ветровые компоненты HeI. Ближайшим родственником этой звезды является горячий В-сверхгигант LS II +34°26 (=V1853 Cyg), в спектре которого Архипова и др. [39] отождествили множество оболочечных эмиссий и зафиксировали скорость системы около -49 ± 5 KM/c.

Как было отмечено во Введении, ранее Саркар и др. [16] детально исследовали оптический спектр высокого разрешения LS III +52°24. Эти авторы впервые определили ее фундаментальные параметры, особенности химического состава ее атмосферы, нашли высокую лучевую скорость по абсорбционным линиям, $V_{\odot} = -148.31 \pm 0.60$ км/с, и зафиксировали статус звезды как O-rich post-AGB. Но и в этой работе было использовано единичное наблюдение. По-видимому, в семействе горячих post-AGB звезд поведение оптического спектра от времени изучено на основе наблюдений с высоким спектральным разрешением к настоящему времени проведено лишь для IRAS 01005+7910 [20, 28], расположенного в Галактике несколько ближе согласно его надежному параллаксу $\pi = 0.2414 \pm 0.0176$ mas из Gaia DR3.

Отметим, что перечисленные особенности оптического спектра LS III +52°24 (мощные эмиссии линий HI, HeI с переменностью в профилях, наличие запрещенных эмиссий ионов легких металлов), а также положение вблизи плоскости Галактики (галактическая широта $b = -1.96^{\circ}$) позволяют заподозрить принадлежность этой звезды к семейству сверхгигантов с феноменом B[e], принципиальные признаки спектров которых указаны Ламерсом и др. [40]. Хорошим примером сверхгиганта с феноменом B[e] может служить MWC 17 – удаленная на несколько килопарсек горячая звезда в системе источника IRAS 01441+ 6026 вблизи плоскости Галактики. Как показали Клочкова и Ченцов [41], оптический спектр

Таблица 2. Эквивалентные ширины DIBs в спектре LS III +52°24

λ, Å	W_{λ}, m Å	E(B-V), mag
5780.48	334	0.56
5797.06	58	0.29
6195.98	22	0.33
6283.84	496	0.55
6379.32	17	0.15
6613.62	62	0.24
6660.71	19	0.40
7224.03	132	0.53

Примечание. В 3-м столбце указаны соответствующие избытки цвета, полученные с использованием калибровок Коса и Цвиттера [30], курсивом выделены значения согласно калибровкам Луна и др. [31].

МWC 17 содержит мощные эмиссии HI, насыщен интенсивными запрещенными и разрешенными эмиссиями металлов, при этом звездные абсорбции отсутствуют вовсе, за исключением межзвездных абсорбций D-линий NaI и DIBs. Однако полная совокупность имеющихся данных для LS III +52°24 (невысокая абсолютная светимость, особенности химического состава согласно данным [16] и высокая лучевая скорость) соответствует статусу горячей post-AGB звезды. Таким образом, спектр сверхгиганта LS III +52°24 служит примером проявления спектральной мимикрии сверхгигантов. Более подробно этот феномен был ранее рассмотрен Клочковой и Ченцовым [42].

Мощная эмиссия Но в спектре LS III +52°24 в 65-77 раз превышает уровень локального континуума. Столь мощная эмиссия в Нα – уникальное явление для маломассивных сверхгигантов. Как следует из статей Клочковой и др. [20, 28], Архиповой и др. [38], Иконниковой и др. [26] в спектрах ближайших аналогов - горячих центральных post-AGB звезд в системах ИК-источников IRAS 01005 + 7910, IRAS 18062 + 241 и IRAS 18379-1707 - интенсивность эмиссии в Нα на порядок ниже. Даже в спектрах сверхгигантов с В[е] феноменом эмиссия в На также существенно ниже (см. примеры профилей в спектрах сверхгигантов с феноменом В[е] в публикациях [41, 43]). Столь мощную эмиссиию Нα скорее можно видеть в спектрах звезд предельно высокой светимости, например, в спектрах LBV. Однако и в спектре звезды No 12 в ассоциации Суд OB2 – известного кандидата в LBV – интенсивность Нα многократно ниже наблюдаемой в спектре LS III +52°24, светимость которой гораздо ниже. Повидимому, это явление обусловлено значимостью вклада околозвездной газовой среды и имеет отношение к проблеме спектральной мимикрии сверхгигантов [42]. Отсутствие избытка потока в ближнем ИК-диапазоне и высокая системная скорость, $V_{sys} \approx -150$ км/с, определенная нами, подтверждают вывод Саркара и др. [16] о принадлежности LS III +52°24 к типу маломассивных сверхгигантов на стадии post-AGB, приближающихся к фазе планетарной туманности.

Основными новыми результатами, полученными за счет многократных наблюдений В-сверхгиганта LS III +52°24 (= IRAS 22023 + 5249) с высоким спектральным разрешением в широком интервале длин волн в 2010–2021 гг., мы считаем следующие:

• надежная фиксация системной скорости LS III +52°24 по стационарным эмиссиям в ее спектре: $V_{\rm sys} = -149.6 \pm 0.7$ км/с;

• вывод о значительной удаленности звезды, $d \approx 5.3$ кпк;

• обнаружение переменности и стратификации скорости в протяженной атмосфере и в газовой оболочке. Положение ветровой абсорбции меняет положение в интервале от $V_{\odot} = -270$ до -290 км/с. Скорость ветра достигает 150 км/с;

• обнаружение переменности во времени лучевой скорости по положениям фотосферных абсорбций ионов NII, OII в интервале от $V_{\odot} = -127.2$ до -178.3 км/с, что указывает на присутствие компонента или пульсаций в атмосфере;

• обнаружение переменности профиля ИКтриплета кислорода OI 7775 Å, обусловленной появлением нестабильной эмиссии.

Очевидно, что для выяснения причины и определения параметров обнаруженной переменности лучевой скорости и профилей линий необходим дальнейший спектральный мониторинг LS III +52°24 с высоким спектральным разрешением.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

ВГК, выполнившая анализ спектров и кинематических данных для системы LS III +52°24, благодарит за поддержку Российский научный фонд (грант No. 22-22-00043¹). Наблюдения на телескопах САО РАН выполнены при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение No. 05.619.21.0016, идентификатор проекта RFMEFI61919X0016).

БЛАГОДАРНОСТИ

В исследовании использованы базы астрономических данных SIMBAD, VALD, SAO/NASA ADS и Gaia DR3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. S. R. Pottash and M. Parthasarathy, Astron. and Astrophys. 192, 182 (1998).
- 2. B. J. Hrivnak, K. Volk, and S. Kwok, Astrophys. J. 694, 1147 (2009).
- R. D. Oudmaijer, W. E. C. J. van der Veen, L. B. F. M. Waters, N. R. Trams, C. Waelkens, and E. Engelsman, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 96, 625 (1992).
- 4. *R. D. Oudmaijer*, Astron. and Astrophys. **306**, 823 (1996).
- 5. S. Kwok, Astron. and Astrophys. Rev. 31, 63 (1993).
- 6. V. G. Klochkova, Bull. SAO 44, 5 (1999).
- 7. V. G. Klochkova, Astrophys. Bull. 69, 279 (2014).
- 8. V. G. Klochkova, Astrophys. Bull. 74, 475 (2019).
- 9. T. Blöcker, Astron. and Astrophys. 297, 727 (1995).
- 10. F. Herwig, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 43, 435 (2005).
- M. Di Criscienzo, P. Ventura, D. A Garca-Hernández, F. DellAgli, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 462, 395 (2016).
- N. Liu, R. Gallino, S. Bisterzo, A. M. Davis, R. Trappitsch, and L. R. Nittler, Astrophys. J. 865, id. 112 (2018).
- M. Parthasarathy, P. Garca-Lario, S. R. Pottasch, A. Manchado, J. Clavel, D. de Martino, G. C. M. van de Steene, and K. C. Sahu, Astron. and Astrophys. 267, L19 (1993).
- 14. J. Hardorp, I. Theile, and H. H. Vogt, Hamburger Sternw., Warner & Swasey Obs. 3 (1964).
- O. Suàrez, P. Garca-Lario, A. Manchado, M. Manteiga, A. Ulla, and S. R. Pottasch, Astron. and Astrophys. 458, 173 (2006).
- G. Sarkar, D. A. Garca-Hernández, M. Parthasarathy, A. Manchado, P. Garca-Lario, and Y. Takeda, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 421, 679 (2012).
- В. П. Архипова, М. А. Бурлак, В. А. Есипов, Н. П. Иконникова, Г. В. Комиссарова, Письма в Астрон. журн. 39, 695 (2013).
- 18. В. Е. Панчук, В. Г. Клочкова, М. В. Юшкин, Астрон. журн. **94**, 808 (2017).
- 19. *М. В. Юшкин, В. Г. Клочкова*, Препринт, № 206, Специальная Астрофизическая Обсерватория, Нижний Архыз (2005).
- V. G. Klochkova, M. V. Yushkin, A. S. Miroshnichenko, V. E. Panchuk, and K. S. Bjorkman, Astron. and Astrophys. **392**, 143 (2002).
- 21. G. Sarkar, M. Parthasarathy, and B. E. Reddy, Astron. and Astrophys. 431, 1007 (2005).
- T. Ryabchikova, N. Piskunov, R. L. Kurucz, H. C. Stempels, U. Heiter, Yu. Pakhomov, and P. S. Barklem, Physica Scripta 90(5), id. 054005 (2015).
- 23. Yu. V. Pakhomov, T. A. Ryabchikova, and N. E. Piskunov, Astron. Rep. 63, 1010 (2019).
- P. Garca-Lario, M. Parthasarathy, D. de Martino, L. Sanz Fernandez de Cordoba, R. Monier, A. Manchado, and S. R. Pottasch, Astron. and Astrophys. 326, 11037 (1997).
- 25. M. Mello, S. Dafton, C. B. Pereira, and I. Hubeny, Astron. and Astrophys. 543, id. All (2012).

¹ https://rscf.ru/project/22-22-00043/

- N. P. Ikonnikova, M. Parthasarathy, A. V. Dodin, S. Hubrig, and G. Sarkar, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 491, 4828 (2020).
- 27. C. A. L. Bailer-Jones, J. Rybizki, M. Fouesneau, M. Demleitner, and R. Andrae, Astron. J. **161**(3), 147 (2021).
- V. G. Klochkova, E. L. Chentsov, V. E. Panchuk, E. G. Sendzikas, and M. V. Yushkin, Astrophys. Bull. 69, 439 (2014).
- 29. В. Г. Клочкова, В. Е. Панчук, Н. С. Таволжанская, Астрон. журн. 87, 263 (2010).
- 30. J. Kos and T. Zwitter, Astrophys. J. 774, id. 72 (2013).
- R. Luna, R. N. L. J. Cox, M. A. Satorre, D. A. Garca Hernández, O. Suárez, P. Garca-Lario, Astron. and Astrophys. 480(1), 133 (2008).
- 32. G. M. Green, E. Schlafly, C. Zucker, J. S. Speagle, and D. Finkbeiner, Astrophys. J. 887(1), id. 93 (2019).
- 33. G. Gauba, M. Parthasarathy, B. Kumar, R. K. S. Yadav, and R. Sagar, Astron. and Astrophys. 404, 305 (2003).
- 34. M. Parthasarathy, T. Matsuno, and W. Aoki, Publ. Astron. Soc. Japan 72(6), 99 (2020).

- 35. A. S. Miroshnichenko, Astrophys. J. 667, 497 (2007).
- T. M. Gledhill and K. P. Forde, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 447, 1080 (2015).
- 37. J. P. Vallee, Astron. J. 135, 1310 (2008).
- 38. *В. П. Архипова, В. Г. Клочкова, Г. В. Сокол*, Письма в Астрон. журн. **27**, 122 (2001).
- 39. В. П. Архипова, Н. П. Иконникова, Р. И. Носкова, Г. В. Комиссарова, В. Г. Клочкова, В. Ф. Есипов, Письма в Астрон. журн. 27, 719 (2001).
- H. J. G. L. M. Lamers, F. J. Zickgraf, D. de Winter, L. Houziaux, and J. Zorec, Astron. and Astrophys. 340, 117 (1998).
- 41. *V. G. Klochkova and E. L. Chentsov*, Astrophys. Bull. **71**, 33 (2016).
- 42. В. Г. Клочкова, Е. Л. Ченцов, Астрон. журн. 95, 22 (2018).
- 43. A. S. Miroshnichenko, E. L. Chentsov, V. G. Klochkova, S. V. Zharikov, et al., Astrophys. J. **700**, 209 (2009).