

СОДЕРЖАНИЕ

Том 97, номер 12, 2020

Изменения спектрального типа ядра сейфертовской галактики NGC 3516 В 2016–2020 гг.

В. Л. Окнянский, Х. М. Микаилов, Н. А. Гусейнов 971

Природа чисто звездных колец в линзовидных галактиках

О. К. Сильченко 977

Миграция горячих Юпитеров под действием истечения атмосферы

Е. П. Курбатов, Д. В. Бисикало, И. Ф. Шайхисламов 986

Моделирование эмиссионных линий водорода в спектре UX Ori в ярком состоянии и во время затмений

Л. В. Тамбовцева, В. П. Гринин, Д. В. Дмитриев 997

Кинематические свойства молодых звезд средних и малых масс из каталога Gaia DR2

В. В. Бобылев, А. Т. Байкова 1014

Решение уравнения кеплера с машинной точностью

М. К. Абубекеров, Н. Ю. Гостев 1022

Космический детектор гравитационных волн TianQin: ключевые технологии и текущее состояние реализации проекта

В. К. Милюков 1030

Налунные измерения физической либрации Луны: методы и оценка точности

Н. К. Петрова, Ю. А. Нефедьев, А. О. Андреев, А. А. Загидуллин 1042

Метеорный поток к-цигиды и его связь с околоземными астероидами

М. В. Сергиенко, М. Г. Соколова, Ю. А. Нефедьев, А. О. Андреев 1051

УДК 524.77

ИЗМЕНЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО ТИПА ЯДРА СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 3516 В 2016–2020 гг.

© 2020 г. В. Л. Окнянский^{1,*}, Х. М. Микаилов², Н. А. Гусейнов²

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

²Шамахинская астрофизическая обсерватория НАН, Баку, Азербайджан

*E-mail: oknyan@mail.ru

Поступила в редакцию 16.06.2020 г.

После доработки 02.08.2020 г.

Принята к публикации 15.08.2020 г.

Представлены результаты спектральных наблюдений NGC 3516 в 2016–2019 гг., полученных с 2-м телескопом Шамахинской астрофизической обсерватории. В первой половине 2016 г. наблюдался интенсивный широкий компонент H β , что говорит о смене типа, в сравнении с 2014 г., когда он был почти не виден. Во второй половине 2016 г. широкий компонент H β снова ослабел и был практически не наблюдаем до конца 2019 г. В конце 2019 г. широкий компонент H β снова усилился, а в мае 2020 г. достиг типичного уровня для высокого состояния объекта. В течение 2016–2020 гг. мы наблюдали несколько смен спектрального типа NGC 3516.

DOI: 10.31857/S0004629920120087

1. ВВЕДЕНИЕ

Галактика NGC 3516 была открыта в 1785 г. Уильямом Гершелем и входит в классический список Сейфорта [1]. Она является первой сейфертовской галактикой, у которой была обнаружена (в 1968 г.) спектральная переменность, и одновременно первым открытым активным галактическим ядром (АГЯ), которое меняет свой спектральный тип [2, 3]. Однако в 1968 г. было сделано ошибочное предположение, что переменными были запрещенные линии, а континуум и бальмеровские линии не менялись. Открытие переменности линии H α в NGC 3516 и одновременно первое измерение величины запаздывания переменности этой линии относительно континуума (для АГЯ в целом) были сделаны в 1973 г. [4].

Классификация АГЯ по типам основана на свойствах эмиссионных линий. К первому типу (Sy1) относятся объекты, имеющие в спектре широкие разрешенные линии (с полушириной на половине интенсивности (HWHM) более 1000 км/с) и относительно более узкие запрещенные линии с HWHM менее 1000 км/с. Ко второму типу (Sy2) относятся объекты, в которых разрешенные и запрещенные линии имеют примерно одинаковую HWHM, менее 1000 км/с (см. детали и ссылку, например, в [5]). С точки зрения унификационной модели (УМ) эти спектральные различия [6] объясняются наличием пылевого тора и его различной ориентацией по отношению к наблюдате-

лю. Существование АГЯ, меняющих свой тип за сравнительно короткое время (месяцы или менее), представляет серьезную проблему для УМ. В настоящее время известно несколько десятков меняющих свой тип АГЯ и они получили название Changing Look AGN (CL AGN, термин, не имеющий аналога в русском языке). Ядро NGC 3516 имеет значительную амплитуду переменности и интенсивно наблюдалось последние полвека (см. обзор в [3, 7]). После максимума в 2006 г. светимость объекта снижалась, и в 2012–2015 гг. объект находился в глубоком минимуме. В 2014 г. в NGC 3516 было зафиксировано изменение типа, когда широкая линия H β была практически не видна [3]. В конце 2015 г. – первой половине 2016 г. по фотометрическим наблюдениям было отмечено поярчание [3, 7]. К сожалению, не имеется опубликованных спектров объекта в 2016 г. Во второй половине 2016 г. объект ослабел и находился в состоянии низкой активности до конца 2018 г. (см., например, [3, 7]), а потом было зафиксировано пробуждение активности объекта в 2019 г. и значительная вспышка в континууме (в рентгене, УФ и оптическом диапазоне) в начале 2020 г., сопровождавшаяся новым изменением типа [8]. Ядро NGC 3516 было включено нами в список объектов в проекте мониторинга CL AGN [9]. Наши спектральные наблюдения приходятся на интервал 2016–2020 гг., когда в NGC 3516 происходили значительные изменения, а другие

Таблица 1. Информация о полученных спектрах (см. описание спектрографов 1–3 в тексте)

Дата	MJD	Апертура (")	Разр. (Å)	Дисп. (Å/пик)	S/N	Эксп. (сек)	Спектрограф
04.03.16	57452	2.4 × 12	10.6	5.3	70	450	1
07.04.16	57486	1.2 × 12	5.3	2.7	46	600	1
10.05.16	57519	1.2 × 30	5.3	2.7	53	600	1
03.08.16	57604	1.2 × 30	5.3	2.7	36	600	1
22.07.17	57957	1.1 × 40	4.2	2.1	30	900	2
23.07.17	57604	2.2 × 40	8.3	4.2	28	600	2
16.05.18	58255	2.2 × 80	8.3	4.2	45	2400	2
11.12.19	58586	2.2 × 80	8.0	4.0	66	1000	3
22.05.20	58992	2.2 × 80	8.0	4.0	150	1200	3
28.05.20	58998	2.2 × 80	8.0	4.0	150	1500	3
30.05.20	58998	2.2 × 80	8.0	4.0	150	1500	3

спектральные наблюдения (по публикациям) отсутствовали или были малочисленными. Описание этих наблюдений и результаты приведены в следующих разделах.

2. СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Спектральные наблюдения галактики NGC 3516 в оптическом диапазоне проводились в 2016–2019 гг. на 2-м телескопе Шамахинской астрофизической обсерватории в течение 11 ночей. Для получения спектров были использованы три различных спектрографа: (1) 2 × 2 призмный спектрограф с ПЗС камерами FLI (4096 × 4096, 1 пиксель = 9 мкм [10]); (2) UAGS + объектив “Уран” ($f = 250$ мм, $f/2.5$) + ПЗС камера FLI (3056 × 2048, 1 пиксель = 9 мкм); (3) UAGS + объектив Canon EF ($f = 200$ мм, $f/2$) + ПЗС камера Andor (ikonL-936-BEX2-DD 2048 × 2048, 1 пиксель = 13.5 мкм). Диапазон длин волн составлял от 3800 Å до 8000 Å, а спектральное разрешение соответственно менялось между ~3.8–5.3 Å и 8.3–10.6 Å. Отношение сигнал/шум (S/N) в континууме вблизи линии H β составляло ~25–130. Спектрофотометрические стандартные звезды наблюдались каждую ночь. Первый спектрограф долгое время эксплуатировался в классическом варианте с регистрацией спектров фотографическим способом (см., например, [11]), а затем был модернизирован для регистрации спектров с помощью ПЗС матрицы [10]. Этот спектрограф использовался, в основном, для получения низкодисперсионных спектров слабых нестационарных звезд. Сделанные оценки точности измерения эквивалентных ширинок линий поглощения (менее 10%), конечно, мало применимы для оценки точности измерения широких эмиссионных линий в спектрах АГЯ, но могут служить

нижней оценкой величины ошибок. Исследования АГЯ, проведенные с этим спектрографом, опубликованы только в [12, 13]. Спектрографы (2) и (3) начали использоваться только в последние несколько лет, и поэтому публикаций по ним мало (см., например, [14, 15]).

Обработка спектров осуществлялась с помощью новой версии пакета программ DECH. Выделение всех спектров проводилось с использованием маски IRAF. Процесс включал вычитание темнового тока, поправки на плоские поля, удаление космических лучей, 2D линейризацию длин волн, вычитание спектра неба, вычитание спектра галактики (звездной составляющей) и т.д. В табл. 1 представлена краткая информация об оборудовании и журнал наблюдений. Спектральное разрешение и дисперсия указаны для области возле H β . Мы измеряли интенсивность линии H β по отношению к линии [OIII] λ 5007, которая считалась постоянной в течение наших наблюдений. На рис. 1 представлены примеры калиброванных спектров ядра галактики в относительных интенсивностях, полученных в 2016–2020 гг. На рис. 2 приведен пример калиброванного спектра в абсолютном потоке, полученный 22 мая 2020 г. На рис. 3 показаны примеры профилей H β в три даты. Как видно из табл. 1, наши спектральные данные неоднородны по способу получения и по качеству. Условно можно разбить данные на 2 группы: данные, полученные в 2016–2018 гг., где качество было ниже, и данные, полученные с декабря 2019 г. по май 2020 г., когда данные получены с новым спектрографом и более однородны.

О точности измерения интенсивности H β (по отношению к линии [OIII] λ 5007) можно судить по ее вариациям в близкие даты. Последние три спектра были получены в течение 8 дней, и размах

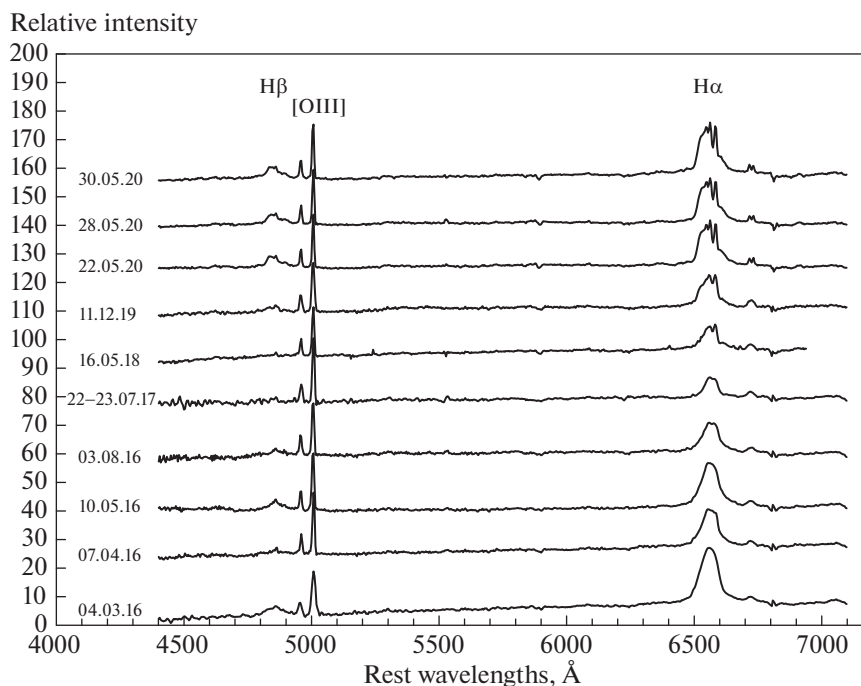


Рис. 1. Калиброванные спектры NGC 3516 в относительных интенсивностях (сдвинутые произвольно по оси ординат для оптимальной наглядности) за 2016–2020 гг.

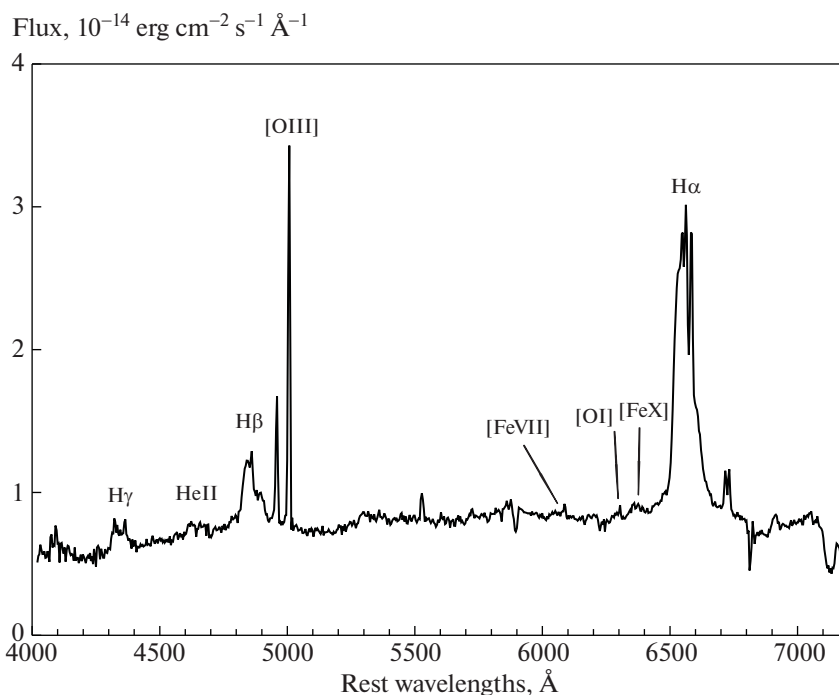


Рис. 2. Спектр ядра NGC 3516 (с убраным спектром звездной составляющей), полученный 22 мая 2020 г.

изменений интенсивности Hβ составил около 10%, причем не исключено, что частично это связано реальной переменностью линии. Мы, однако, приняли консервативную оценку 10% в каче-

стве среднеквадратичной ошибки измерения линии в последних четырех спектрах.

В первых спектрах, полученных в 2016–2018 гг., ошибки измерений значительно больше, что свя-

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

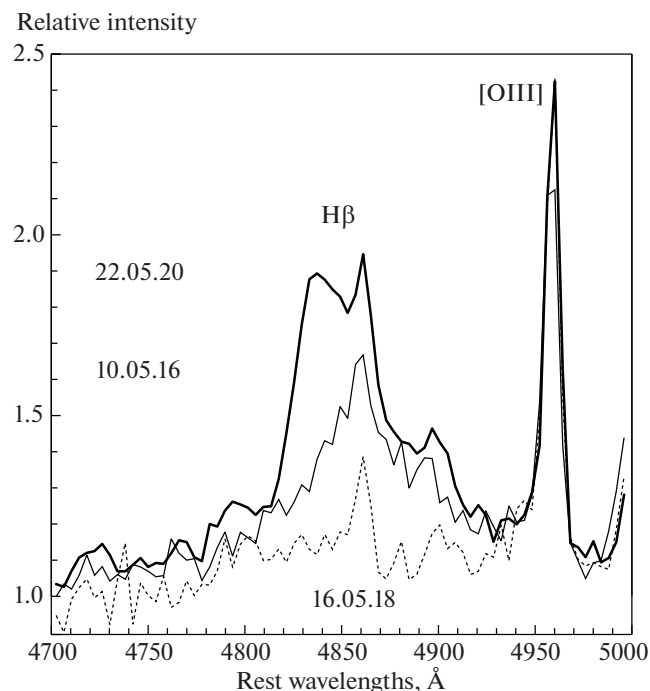


Рис. 3. Спектры NGC 3516 в области H β , нормированные к континууму в три даты, — 10 мая 2016 г., 16 мая 2018 г. и 22 мая 2020 г.

зано с особенностями спектрографов, различными ширинами спектральной щели и качеством погодных условий. Влияние ширины спектральной щели на измерение интенсивности H β может быть оценено по данным, полученным в близкие даты. По нашим оценкам изменение ширины щели от 1" до 2" может дать ошибку, не превышающую по величине ошибку измерения, которая в 2016–2018 гг. составляла по нашей оценке около 20%. Спектры, полученные в соседние ночи в октябре 2017 г., были объединены в один для уменьшения шумов. Отметим, что в случае слабой линии H β , когда широкий компонент почти не виден, ошибки могут быть значительно больше. В [3] делались оценки влияния ширины щели на измеренную интенсивность H β , и размах разброса не превышал 30% при изменениях щели в 2 раза, причем данные были получены на разных телескопах. Мы выбирали размер щели в зависимости от качества изображения, что частично уменьшает роль изменения условий и размеров щели на измерения интенсивности H β . Необходимо отметить, что ошибки в измерении эквивалентных ширин линий могут быть значительно больше, чем в измерении относительной интенсивности линий ввиду значительных коррелированных ошибок, связанных с процедурой проведения континуума. Изменения интенсивности H β в 2016–2020 гг. показаны на верхней панели рис. 4.

Как это хорошо видно из рис. 1, интенсивность широкого компонента H β испытывала значительные изменения: весной 2016 г. эта линия была типичной для Сейфертовских ядер типа 1, затем она ослабела к августу 2016 г. В 2017–2018 гг. широкий компонент H β был очень слабым, практически невидимым, что характерно для Сейфертовских ядер типа 1.9, а в конце 2019 г. линия H β снова начала расти, и в мае 2020 г. спектр снова стал типичным для Сейфертовских ядер типа 1. Эти выводы подтверждают опубликованные ранее результаты [7, 16]. Однако в 2016 г. не было опубликовано других результатов спектральных наблюдений NGC 3516. Наш результат о том, что весной 2016 г. объект фактически изменил свой спектральный тип по сравнению со спектром 2014 г. (см. [3]) и стал Сейфертовским ядром типа 1, является новым. По фотометрическим рядам и данным *Swift* [7] в конце 2015 г.—начале 2016 г. в объекте происходила вспышка, поэтому значительное усиление широких эмиссионных линий весной 2016 г. объясняется увеличением потока ионизирующего излучения от центрального источника. Таким же образом объясняется ослабление эмиссионных линий в 2017–2018 гг. и их усиление с конца 2019 г. по настоящее время, когда в объекте наблюдалась новая яркая вспышка в континууме [16].

На рис. 2 показан один из последних спектров, полученный 22 мая 2020 г. Хорошо видно усиление не только Бальмеровских линий H α , H β и H γ , но также линии HeII λ 4681 и корональной линии [FeX] λ 6374 (см. также [7]). Переменность профиля H β для трех дат 10 мая 2016 г., 16 мая 2018 г. и 22 мая 2020 г. показана на рис. 3. Переменность интенсивности H β относительно [OIII] λ 5007 показана на рис. 4. Для сравнения на этом рисунке приведены опубликованные ранее фотометрические данные (см. детали в [7]). Яркая вспышка в феврале-мае 2020 г. была обнаружена в [16], и это подтверждается нашими результатами о значительном усилении эмиссионных линий в мае 2020 г. Особенностью профиля H β в мае 2020 г. является появление очень яркого пика в голубом крыле, который доминирует в широком компоненте линии. Наблюдается также смещенный в красную сторону компонент, но значительно более слабый по интенсивности. Однако красный компонент, по-видимому, присутствовал и в 2016–2018 гг., а голубой пик появился и усилился только в последнее время. Таким образом, в течение 2016–2020 гг. объект находился в нестабильном состоянии и несколько раз менял свой спектральный тип. Состояния высокой активности и спектр типа 1 наблюдались в начале 2016 г. и в мае 2020 г.

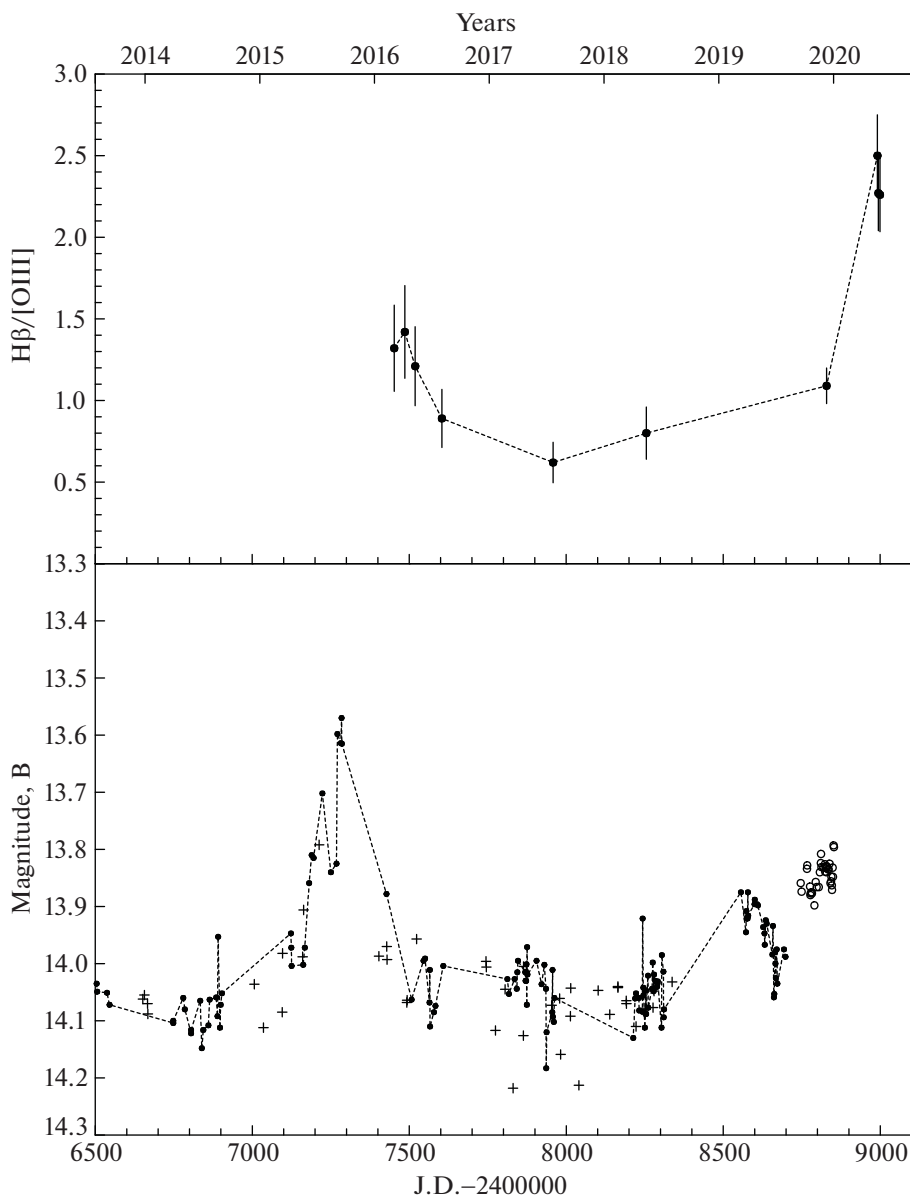


Рис. 4. Верхняя панель: переменность интенсивности Hβ относительно [OIII]λ5007 в 2016–2020 гг. Нижняя панель: кривая блеска NGC 3516 в фильтре B с апертурой 10'' по опубликованным данным: точки – фотометрия в Крымской астрономической станции ГАИШ МГУ, крестики – фотометрия, проведенная в САО РАН, кружки – фотометрия, проведенная в КГО ГАИШ МГУ (см. текст).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В 2016–2020 гг. нами проведены спектральные наблюдения ядра сейфертовской галактики NGC 3516. Полученные результаты показали значительную переменность Hβ, которую можно идентифицировать как изменения спектрального типа в 2016 и 2020 г. Интервал около 4 лет между высокими состояниями ядра NGC 3516 практически совпадает с найденным периодом в переменности объекта [17]. Мы сопоставили наши спектральные данные с опубликованными фотометрическими данными и обнаружили согласие най-

денной нами спектральной переменности с изменениями континуума. Таким образом, изменения спектрального типа можно интерпретировать как следствие изменения светимости центрального источника. В качестве возможных физических механизмов таких значительных изменений светимости в литературе рассматриваются переменное поглощение на луче зрения, различные типы неустойчивостей в аккреционном диске, приливное разрушение звезд сверхмассивной черной дырой, близкие к черной дыре пролеты звезд с потерей части оболочки и др. Ре-

куррентный характер изменений типа АГЯ может найти естественное объяснение как в моделях с неустойчивостями в аккреционном диске, так и в модели близких пролетов возле черной дыры звезд, двигающихся по вытянутым замкнутым орбитам. Необходимые ссылки и более подробное обсуждение возможных физических механизмов изменения спектрального типа можно найти, например, в [7, 12, 16, 18, 19].

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают признательность коллективу ШАО за помощь в организации и проведении спектральных наблюдений, а также А.М. Черепашуку и Д. Илич за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. K. Seyfert, *Astrophys. J.* **97**, 28 (1943).
2. Y. Andrillat and S. Souffrin, *Astrophys. Lett.* **1**, 111 (1968).
3. A. I. Shapovalova, L. Č. Popović, V. L. Afanasiev, D. Ilić, Kovačević, A., A. N. Burenkov, V. H. Chavushyan, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **485**, 4790 (2019), 1902.10845.
4. A. M. Cherepashchuk and V. M. Lyutyi, *Astrophys. Lett.* **13**, 165 (1973).
5. E. A. Dibai, *Soviet Astronomy Letters* **7**, 248 (1981).
6. R. Antonucci, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **31**, 473 (1993).
7. D. Ilić, V. Oknyansky, L. Č. Popović, S. S. Tsygankov, A. A. Belinski, A. M. Tatarnikov, A. V. Dodin, N. I. Shatsky, N. P. Ikonnikova, N. Rakić, et al., *Astron. and Astrophys.* **638**, A13 (2020), 2004.01308.
8. V. L. Oknyansky, S. S. Tsygankov, A. V. Dodin, A. M. Tatarnikov, A. A. Belinski, N. P. Ikonnikova, M. A. Burlak, A. A. Fedoteva, N. I. Shatsky, E. O. Mishin, et al., *The Astronomer's Telegram* **13691**, 1 (2020).
9. V. L. Oknyanskij, N. A. Huseynov, V. M. Lipunov, A. M. Tatarnikov, N. I. Shatsky, S. S. Tsygankov, V. G. Metlov, I. R. Salmanov, and C. M. Gaskell, *Odessa Astronomical Publications* **29**, 92 (2016).
10. X. M. Mikailov, B. N. Rustamov, and I. A. Alekberov, *Azerbaijani Astronomical Journal* **9**, 23 (2014).
11. B. N. Rustamov, *Astronomy Letters* **27**, 34 (2001).
12. V. L. Oknyansky, C. M. Gaskell, N. A. Huseynov, V. M. Lipunov, N. I. Shatsky, S. S. Tsygankov, E. S. Gorbovskey, K. M. Mikailov, A. M. Tatarnikov, D. A. H. Buckley, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **467**, 1496 (2017), 1701.05042.
13. V. L. Oknyansky, C. M. Gaskell, N. A. Huseynov, K. M. Mikailov, V. M. Lipunov, N. I. Shatsky, S. S. Tsygankov, E. S. Gorbovskey, A. M. Tatarnikov, V. G. Metlov, et al., *Odessa Astronomical Publications* **30**, 117 (2017), 1711.02631.
14. D. Y. Tsvetkov, P. V. Baklanov, M. S. Potashov, V. L. Oknyansky, K. M. Mikailov, N. A. Huseynov, I. A. Alekberov, O. V. Khalilov, N. N. Pavlyuk, V. G. Metlov, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **487**, 3001 (2019), 1904.06586.
15. N. Z. Ismailov, K. M. Mikhailov, O. V. Khalilov, I. A. Alekberov, S. Bagirli, S. A. Alishov, L. Wyrzykowski, P. Zielinski, I. Gezer, and N. Ihanec, *The Astronomer's Telegram* **13861**, 1 (2020).
16. V. L. Oknyansky, H. Winkler, S. S. Tsygankov, V. M. Lipunov, E. S. Gorbovskey, F. van Wyk, D. A. H. Buckley, B. W. Jiang, and N. V. Tyurina, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* (2020), 2006.00001.
17. A. B. Kovacevic, L. C. Popovic, and D. Ilic, *Open Astronomy* **29**, 51 (2020).
18. V. L. Oknyansky, H. Winkler, S. S. Tsygankov, V. M. Lipunov, E. S. Gorbovskey, F. van Wyk, D. A. H. Buckley, and N. V. Tyurina, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **483**, 558 (2019), 1811.06926.
19. C. L. MacLeod, P. J. Green, S. F. Anderson, A. Bruce, M. Eracleous, M. Graham, D. Homan, A. Lawrence, A. LeBleu, N. P. Ross, et al., *Astrophys. J.* **874**, 8 (2019), 1810.00087.

УДК 524.7

ПРИРОДА ЧИСТО ЗВЕЗДНЫХ КОЛЕЦ В ЛИНЗОВИДНЫХ ГАЛАКТИКАХ

© 2020 г. О. К. Сильченко^{1, *}

¹ *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия*

**E-mail: olga@sai.msu.su*

Поступила в редакцию 14.07.2020 г.

После доработки 11.08.2020 г.

Принята к публикации 15.08.2020 г.

В работе исследовано происхождение нескольких колец в линзовидных галактиках, в которых отсутствуют признаки текущего или недавнего звездообразования (эмиссионные линии и сигнал в ультрафиолетовом диапазоне спектра). Измерены параметры звездного населения — средний возраст и отношение магния к железу, проанализированы структурные особенности. Сделан вывод, что во всех галактиках кольца имеют разную историю формирования и разную природу: только для двух из четырех колец резонансное происхождение, связанное с динамикой центральной триаксиальной структуры (баром), представляется предпочтительным.

DOI: 10.31857/S0004629920120130

1. ВВЕДЕНИЕ

Внешние кольцевые структуры изначально фигурировали в описании S0-галактик как признаки морфологического типа. В своем знаменитом обзоре 1959 г. [1] Жерар де Вокулер писал, ссылаясь на Хаббла, что есть две группы S0-галактик: галактики с гладкими линзами, и те, что имеют в “оболочке” (т.е. в диске) темную зону и кольцо. Современные фотометрические обзоры подтверждают, что примерно половина всех линзовидных галактик ближней Вселенной обладает внешним звездным кольцом [2]. Среди дисковых галактик поздних типов эта доля заметно меньше [2]. Объяснив, как образуются кольцевые структуры в линзовидных галактиках, мы могли бы конкретизировать динамические механизмы, которые определяют формирование этого морфологического типа галактик.

Между тем, идей о происхождении колец в галактиках пока слишком много. Можно выделить три типа предлагаемых механизмов, которые, весьма вероятно, могут работать все и быть ответственными за происхождение колец в разных галактиках [3]. Изначально больше всего повезло идее о том, что кольца формируются на радиусах, соответствующих резонансам вращения баров (триаксиальных структур) в галактиках, из-за накопления газа на этих радиусах. Эта идея сразу была обоснована целым рядом успешных моделей, например [4], и в дальнейшем подкреплялась наблюдательной статистикой размеров колец и баров [5, 6]. Однако параллельно развивался и сценарий формирования кольцевых структур в

дисках галактик за счет вертикального прохождения спутника через диск, так называемые импактные сценарии [7, 8]. Хотя с самого начала было ясно, что вероятность такого столкновения существенно меньше, чем доля галактик с внешними кольцами в ближней Вселенной [9]. Объединяет резонансные и импактные сценарии тот факт, что изначально в кольцо собирается собственный газ диска галактики, а уже потом в процессе стимулированного звездообразования из этого газа формируются звездные кольца. Впрочем, построить количественную модель формирования долгоживущего звездного кольца в рамках как резонансного [10], так и импактного [11] сценария как раз и не получалось. В ходе развития наблюдательных исследований линзовидных галактик со временем стало ясно, что в значительной доле S0 газовый компонент вращается не так, как звездный [12, 13]; особенно в разреженном окружении около половины газовых дисков S0 имеют спины, развернутые относительно спинов звездных дисков на более, чем 90 градусов (контрвращающиеся газовые диски) [14]. Значит, кольцевые *газовые* структуры в S0 галактиках в половине случаев не могут иметь ни резонансное, ни импактное происхождение, а могут быть образованы только аккрецией газа извне, либо из другой галактики, либо вообще из космологических филаментов крупномасштабной структуры Вселенной.

Существование аккреционных внешних колец в галактиках впервые предположили Бута и Комб [15], и мы в последнее время нашли немало при-

Таблица 1. Глобальные параметры исследуемых галактик

Галактика	NGC 108	NGC 4659	NGC 5057	NGC 7548
Морфологический тип (NED) ¹	(R)SB(r)0+	S0/a	S0	(R)SAB(r)0 ⁰
R_{25} , " (RC3) ²	61	52	40	32
R_{25} , кпк (NED+RC3)	17.8	4.3	16.1	16.1
Абсолютная зв. вел. в полосе H (NED)	-24.4	-21.7	-23.6	-24.9
V_r , км/с (NED)	4737	480	5882	7989
Расстояние до галактики, Мпк (NED)	60	17(Virgo)	83	104
$\lg M(\text{HI}), M_{\odot}$	9.4 ³	<7.19 ⁴	—	8.95 ⁵
$(u-r)_0$ (SDSS/DR9)	2.73	2.28	2.69	2.75

Примечание. ¹NASA/IPAC Extragalactic Database, <http://ned.ipac.caltech.edu>.

²Third Reference Catalogue of Bright Galaxies [21].

³[22], введена поправка за другое принятое расстояние до галактики.

⁴[23].

⁵[24].

меров таких структур, которые однозначно связаны чаще всего с поглощением вещества малого спутника, богатого газом (см., напр., [16, 17]). В этих случаях газовые кольца галактик наследуют орбитальный момент спутника; они будут лежать в плоскости звездного диска тогда и только тогда, когда поглощен спутник, изначально вращавшийся по орбите, копланарной хозяйскому диску.

Если мы видим в линзовидной галактике внешнее газовое кольцо и звездообразование в нем, мы можем по кинематике и морфологии кольца оценить вероятность того или иного сценария его происхождения. Однако в немалом проценте случаев внешние кольца линзовидных галактик не показывают присутствия теплого, $T \sim 10^4$ К, газа и текущего звездообразования и состоят из старых звезд [18]. В отличие от газовых колец, чисто звездные кольца в дисках галактик не имеют такой богатой истории их исследования. Как уже упоминалось выше, имеются трудности с построением динамических сценариев формирования долгоживущих звездных колец. В данной статье мы подойдем с другой стороны и рассмотрим наблюдательные свойства звездного населения внешних колец четырех линзовидных галактик, с целью оценить возраст их формирования и соответственно возможность приложения одного из трех известных сценариев к оформлению именно такой морфологии этих конкретных галактик.

2. ВЫБОРКА

В ходе спектрального исследования звездообразования в кольцах линзовидных галактик мы наткнулись на четыре случая, когда спектры не показывают присутствия в кольцевых структурах эмиссионных линий, т.е. там нет не только текущего звездообразования, но и ионизованного газа вообще. Список этих галактик, вместе с некоторыми их глобальными свойствами, представ-

лен в табл. 1. Сразу можем заметить, что отсутствие теплого, $T \sim 10^4$ К, газа во внешних кольцах не означает, что в галактиках вовсе нет газа: в NGC 108 и NGC 7548 зарегистрировано огромное, для галактик ранних типов, количество нейтрального водорода. В абсолютном выражении масса нейтрального водорода 10^9 или 2.5×10^9 масс Солнца — это на верхнем пределе зависимости массы газа от абсолютной звездной величины в ближнем инфракрасном диапазоне [19]; а в популярном выражении $M(\text{HI})/L_B$, равном -1.3 для NGC 108 и -1.85 для NGC 7548, только одна галактика в выборке сравнения [20] ярче -21 в полосе B (диапазон голубых абсолютных звездных величин для NGC 108 и NGC 7548) имеет больший показатель. В этих же двух галактиках на самом деле есть, кроме внешних, еще и внутренние кольца, и вот во внутренних кольцах газовая эмиссия наблюдается. Изображения галактик, взятые из публичных данных (архив изображений Legacy Survey), приведены на рис. 1.

Вообще, даже по такой маленькой выборке, как наша, видно, что свойства линзовидных галактик с чисто звездными внешними кольцами весьма разнообразны. Среди них есть как гигантские галактики, вроде NGC 7548, так и почти карликовые, NGC 4659; у некоторых очевидно присутствие бара, как у NGC 108, у большинства оно неочевидно, а у NGC 5057 бара точно нет. На рис. 1 картинки расположены попарно: у NGC 4659 и NGC 7548 кольца погружены в гладкие диски (как мы увидим дальше, в гладкие экспоненциальные звездные диски высокой поверхностной яркости); а у NGC 108 и NGC 5057 кольца как бы отделены от основного тела галактики теми самыми “темными зонами”, о которых говорил Хаббл. Единственное свойство, которое является общим для всех четырех галактик, то, что они все располагаются в окружении средней плотности: либо в раз-



Рис. 1. Изображения исследуемых галактик в комбинированных цветах; взяты из публичного архива данных <http://legacysurvey.org>. Слева NGC 108 (вверху), NGC 5057 (внизу); справа NGC 4659 (вверху), NGC 7548 (внизу).

реженных группах с преобладанием соседей поздних морфологических типов, либо, в случае NGC 4659, на далекой периферии скопления Virgo.

3. НАБЛЮДЕНИЯ И АНАЛИЗ ДАННЫХ

Спектральные наблюдения галактик были проведены в прямом фокусе 6-метрового телескопа БТА САО РАН с редуктором SCORPIO [25] для NGC 108 и NGC 7548 и со SCORPIO-2 [26] для NGC 4659 и NGC 5057. Все наблюдения проводились в моде длинной щели. Щель шириной 1" ориентировалась вдоль большой оси каждой из галактик. Поле зрения редуктора (полная длина щели) покрывало 6.1 минут дуги, что позволяло использовать спектры с краев щели для вычитания фона ночного неба. Масштаб вдоль щели составлял 0.36"/рх. При наблюдениях со SCORPIO мы использовали призму VPHG2300G с разрешением 2.2 Å для зеленой области спектра и призму VPHG1200R для красной области спектра (где мы контролировали отсутствие эмиссионных линий). При наблюдениях со SCORPIO-2 формат

приемника, 2k × 4k, и призма VPHG1200@540 позволяли за одну экспозицию получать полный спектральный диапазон в оптике, 3800–7200 Å, с разрешением около 5 Å. Детали всех экспозиций приведены в табл. 2.

Свойства звездных населений на разных расстояниях от центра мы изучали с помощью Ликских индексов [27]. В зеленом спектральном диапазоне были измерены индексы H β , Mgb, а также два индекса железа, Fe5270 и Fe5335, из которых мы сконструировали $\langle \text{Fe} \rangle = (\text{Fe } 5270 + \text{Fe } 5335)/2$. Возраст звездного населения определялся сопоставлением индекса H β и индекса металличности, [MgFe] $\equiv (\text{Mgb}/\langle \text{Fe} \rangle)^{1/2}$; на диаграммах “H β \leftrightarrow [MgFe]” удастся снять вырождение эффектов возраста и металличности звездного населения и определить оба параметра одновременно.

Для анализа структуры галактик и выделения крупномасштабных компонентов мы использовали публичные данные проекта SDSS/DR9 [28]. Мы проанализировали изображения в фильтре r , где у наших галактик максимальное отношение

Таблица 2. Спектральные наблюдения галактик с длинной щелью

NGC	Дата	T_{exp} , мин	Диапазон, Å	РА (щели)	$FWHM_{*}$, "
NGC 108	06.10.2015	15 × 4	5700–7400	160°	2.6
NGC 108	05.10.2016	20 × 5	4800–5570	160°	2.0
NGC 4659	25.03.2015	15 × 4	3800–7200	173°	1.3
NGC 5057	03.04.2014	15 × 7	3800–7200	2°	3.0
NGC 7548	04.10.2015	20 × 3	5700–7400	15°	2.4
NGC 7548	06.10.2015	20 × 7	4800–5570	15°	2.4

сигнал/шум. При масштабе обзора SDSS 0.396'' на пиксель, ширина инструментального контура ($FWHM$ изображений звезд) около 1.2''–1.5''. Далее в ходе изофотного анализа мы одновременно определяли позиционный угол большой оси и эллиптичность изофот, меняющиеся вдоль радиуса, и строили профиль поверхностной яркости, усредненной в эллиптических кольцах, соответствующих форме изофот на данном радиусе. На каком-то внешнем радиусе, где изофотный анализ уже точно выходил в область доминирования крупномасштабного звездного диска (эллиптичность изофот выходила на плато), мы фиксировали параметры изофот, и далее по радиусу усредняли поверхностную яркость именно в таких, фиксированных по форме, эллиптических апертурах, соответствующих проекции круглого тонкого диска галактики на картинную плоскость. Таким образом, нам удавалось протянуть профили азимутально усредненной поверхностной яркости довольно далеко, за пределы тех радиусов звездных дисков R_{25} , что указаны в табл. 1.

4. СТРУКТУРА ДИСКОВ. КОЛЬЦА

Будем исходить из нашего первого впечатления, возникшего при разглядывании рис. 1, и рассмотрим отдельно структуру галактик с отделенными кольцами (рис. 2) и с кольцами, погруженными в (экспоненциальный) звездный диск (рис. 3).

Галактика NGC 108 (рис. 2, левая часть) обладает ярко выраженным баром, конец которого порождает максимум эллиптичности изофот на $R \approx 25''$. Внутреннее кольцо, с радиусом около 30'', или около 9 кпк, непосредственно окружает бар. Это классическое резонансное кольцо, и поскольку оно сформировалось в галактике с большим количеством газа (см. табл. 1), в нем идет звездообразование: оно прекрасно видно на изображении в ультрафиолете, полученном космическим телескопом GALEX, а также выделяется голубым цветом на карте $(g-r)$ (рис. 4, слева сверху). А вот внешнее кольцо, на радиусе около 60'' (≥ 17 кпк), при тоже повышенной эллиптичности изофот, вытянутое примерно перпендикулярно бару, не видно в ультрафиолете, не выделяется голубым цветом, и не показывает в спектре эмисси-

онных линий. Очевидно, во внешнем кольце NGC 108 текущего звездообразования нет.

Галактика NGC 5057 (рис. 2, справа), напротив, совершенно точно не имеет бара: центральная часть, $R < 18''$ (< 7 кпк), где профиль поверхностной яркости имеет квазиэкспоненциальную форму и вероятно соответствует диску, демонстрирует почти круглые изофоты. Хотя присутствие внутреннего кольца, на $R \approx 10''$ (4 кпк), и здесь угадывается, и оно даже голубое в западной своей части (рис. 4, левое нижнее изображение). Про газ в NGC 5057 ничего не известно, ультрафиолет слаб. Что касается внешнего, отделенного кольца, на $R > 25''$ (> 10 кпк), то оно широкое, красное, $(g-r)_0 = 0.83$, и не имеет в спектре эмиссионных линий. По сравнению с внешним кольцом NGC 108, оно выглядит более широким и массивным.

Для двух галактик, где кольца погружены в обычные экспоненциальные звездные диски, результаты изофотного анализа представлены на рис. 3. Карликовая линзовидная галактика NGC 4659 уже анализировалась в статье [2] в рамках проекта S4G [29]. В [2] отмечены детали структуры, которые видны и на нашем рис. 3: минибар радиусом 8'' (650 пк) и кольцо на радиусе 31'' (2.5 кпк). Поскольку газа в галактике совсем нет, не удивительно, что ни одна из структур не выделяется по цвету (рис. 4). В NGC 7548 звездный диск двухъярусный, III типа по Эрвину [30, 31], и колец в галактике тоже два: внутреннее, радиусом около 10'' (5 кпк), разграничивает балдж и диск, и в нем есть эмиссионные линии. Если балдж у галактики хотя бы слабо триаксиальный, то это кольцо может располагаться на резонансе и накапливать в себе газ, которого у NGC 7548 довольно много. Зато внешнее кольцо, на радиусе 25'' (12.5 кпк), погруженное во внутренний сегмент крупномасштабного звездного диска, красного цвета, $(g-r)_0 = 0.98$, и не имеет эмиссионных линий. Для обеих галактик мы вписали экспоненциальный закон в участки профиля поверхностной яркости диска до и после кольца (на рис. 3 эти законы показаны штриховой линией). У NGC 4659 экспоненциальный масштаб диска 14.5'' (1.2 кпк), а у NGC 7548 экспоненци-

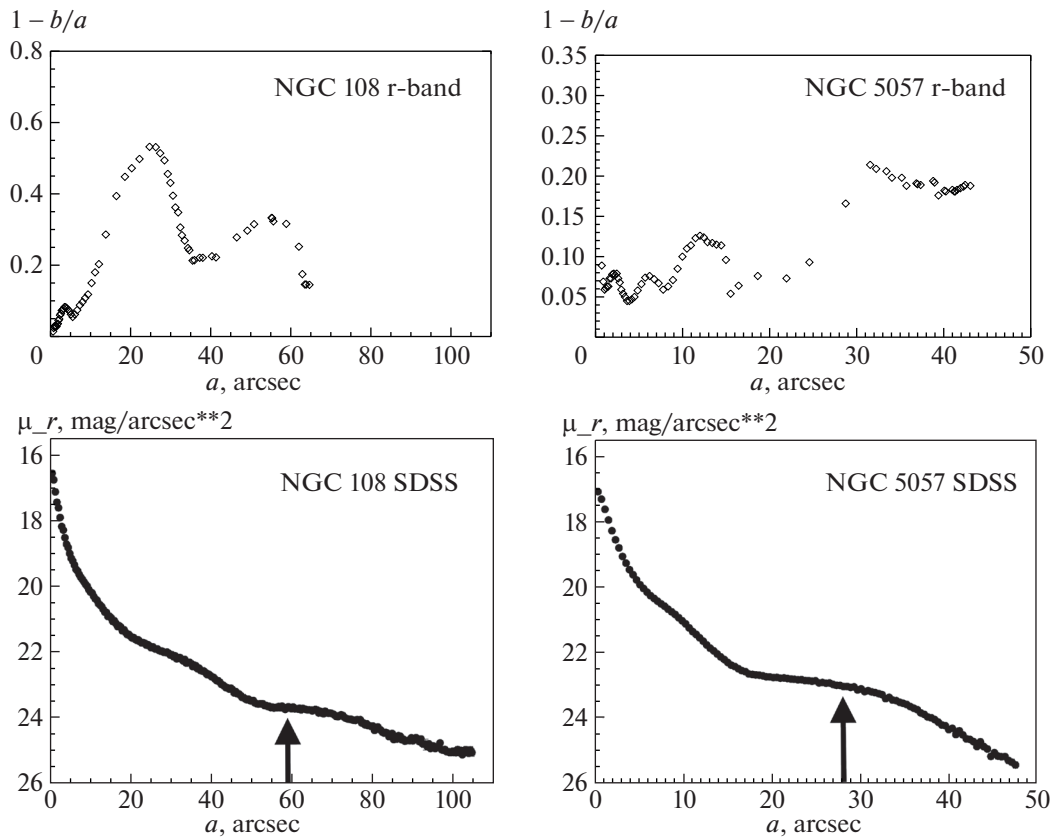


Рис. 2. Результаты фотометрического анализа для галактик с отделенными кольцами; слева – результаты для NGC 108, справа – для NGC 5057. В каждой паре рисунков на верхней панели показана радиальная зависимость эллиптичности изофот, на нижней – азимутально осредненный профиль поверхностной яркости. Большими черными стрелками на профилях яркости указано положение колец, визуально выделяемых на рис. 1.

альные масштабы внутреннего и внешнего диска равны 11.15" и 13.9" (соответственно 6 и 7 кпк).

5. СВОЙСТВА ЗВЕЗДНОГО НАСЕЛЕНИЯ

На рис. 5 представлены диаграммы “индекс ↔ индекс”, которые позволяют определить интегральные (осредненные со светимостью звезд) характеристики звездного населения. Слева представлены диаграммы для крупномасштабных звездных дисков галактик, а справа – для колец, выделенных по профилям поверхностной яркости на рис. 2 и 3; для NGC 4659 и NGC 7548 Ликские индексы колец исправлены за вклад подстилающих экспоненциальных дисков. В верхнем ряду – диаграммы “Mgb ↔ ⟨Fe⟩”, позволяющие оценить отношение обилий магния и железа в звездах, а в нижнем ряду – “Hβ ↔ [MgFe]”, позволяющие определить средние возраст и металличность звезд. Модели, рассчитанные методом эволюционного синтеза интегрального спектра звездного населения в предположении одной короткой вспышки звездообразования (так называемые SSP-модели, Simple Stellar Population), взяты из работы [32]. На тех же диаграммах нанесены и несколько шаровых скоплений из центральной

области нашей Галактики, взятые из [33], для эмпирической обрисовки последовательности старшего возраста, $T \approx 10\text{--}14$ млрд. лет, в сторону низких металличностей. Мы использовали это эмпирическое дополнение к моделям, потому что сравнение моделей [32] с наблюдательными данными для шаровых скоплений показывает, что модели плохо описывают звездные населения с металличностью от -0.8 до -0.4 dex.

Отношение магния к железу в звездном населении характеризует длительность основной эпохи звездообразования [34]. Из-за того, что магний, как все альфа-элементы, синтезируется в короткоживущих массивных звездах и выбрасывается в межзвездную среду во вспышках сверхновых II типа, а железо в больших количествах синтезируется при взрывах сверхновых типа Ia, предшественниками которых являются долгоживущие белые карлики в двойных системах, все вспышки звездообразования, закончившиеся до массового появления сверхновых типа Ia, порождают звездные населения с повышенным, в 2–3 раза относительно солнечного, отношением содержания магния к железу. Что же мы видим на верхних графиках рис. 5? Крупномасштабные

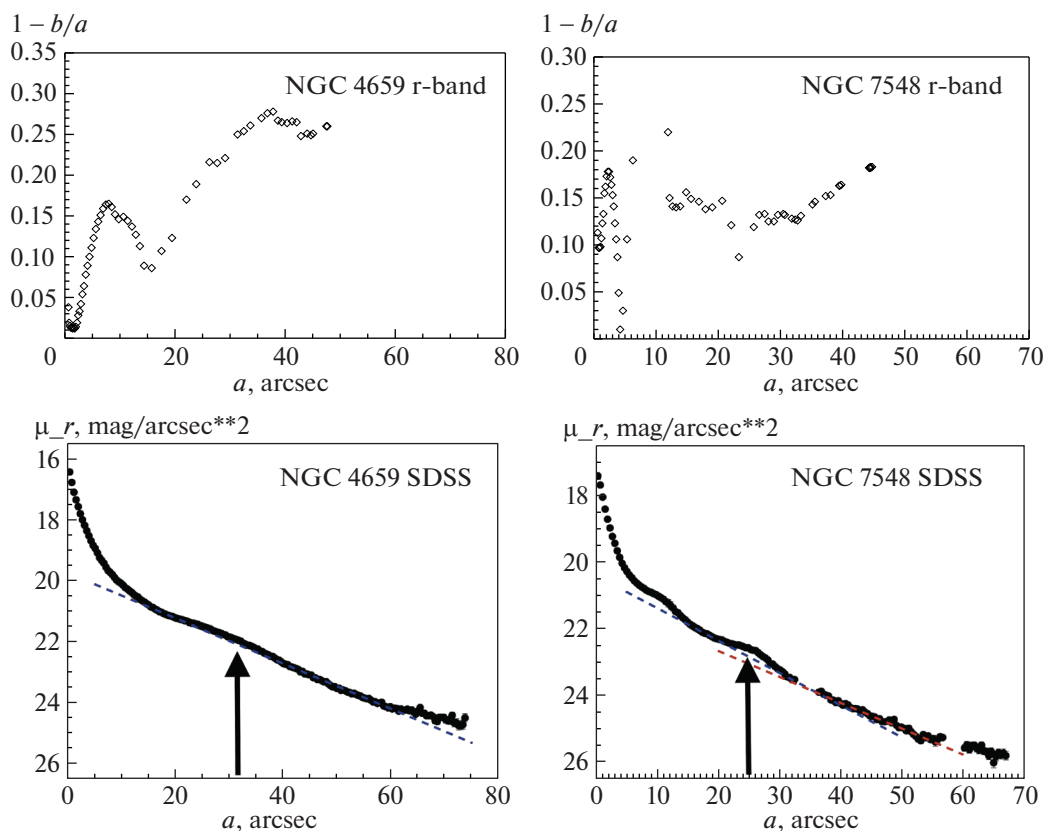


Рис. 3. Результаты фотометрического анализа для галактик с погруженными в диск кольцами; слева — результаты для NGC 4659, справа — для NGC 7548. В каждой паре рисунков на верхней панели показана радиальная зависимость эллиптичности изофот, на нижней — азимутально осредненный профиль поверхностной яркости. В радиальном интервале, где доминирующий вклад в поверхностную яркость дает диск, в профили вписан экспоненциальный закон; у NGC 7548 диск принадлежит III типу (“antitruncated”), поэтому в его профиль поверхностной яркости вписаны две экспоненты. Однако исследуемое красное кольцо в обеих галактиках погружено во внутренний сегмент диска. Параметры вписанных экспоненциальных законов: для NGC 4659 $\mu_r = 19.7 + 1.086R''/14.44''$, для NGC 7548 внутренний диск $\mu_r = 20.4 + 1.086R''/11.15''$ и внешний диск $\mu_r = 21.1 + 1.086R''/13.9''$. Большими черными стрелками на профилях яркости указано положение колец, визуально выделяемых на рис. 1.

звездные диски наших галактик в основном имеют строго солнечное отношение магния к железу, только в самой массивной из наших галактик, NGC 7548, оно где-то на 0.1 dex выше. Это означает, что хотя сейчас в дисках этих линзовидных галактик звездообразование не идет, когда-то оно шло, и было продолжительным, не менее 2–3 млрд. лет. А вот кольца демонстрируют весьма пеструю картину. Во внешнем отделенном кольце NGC 5057 эпоха формирования его звездного компонента была очень короткой, заведомо короче 1 млрд. лет. В другом отделенном кольце, принадлежащем NGC 108, выделяющейся в нашей выборке огромным количеством нейтрального водорода, наоборот, звездообразование было продолжительным и закончилось совсем недавно: средний возраст звезд кольца NGC 108, как демонстрирует нижний правый график рис. 5, всего около 1 млрд. лет. А вот два кольца, погруженных в диски высокой поверхностной яркости, дружно демонстрируют *пониженное* отношение магния к железу. Это довольно редкий

феномен для гигантских дисковых галактик; зато он встречается в маломассивных неправильных галактиках и интерпретируется как свидетельство того, что звездообразование шло редкими дискретными вспышками, с интервалами между ними около 2–3 млрд. лет [35].

Нижний ряд графиков рис. 5 позволяет определить средний возраст и металличность звездного населения. Мы видим, что все четыре диска наших линзовидных галактик старые, старше 12 млрд. лет. А вот металличности у них разные, и можно заметить, что металличность связана с поверхностной яркостью: самый слабый диск, в NGC 108, имеет среднюю металличность звезд, на порядок ниже солнечной, а вот диски высокой поверхностной яркости в NGC 4659 и NGC 7548 демонстрируют металличность, лишь немного уступающую солнечной, от -0.1 до -0.2 dex. Это так называемый “локальный” или “разрешенный” аналог известной зависимости для галактик “масса \leftrightarrow металличность”. Характеристики ко-

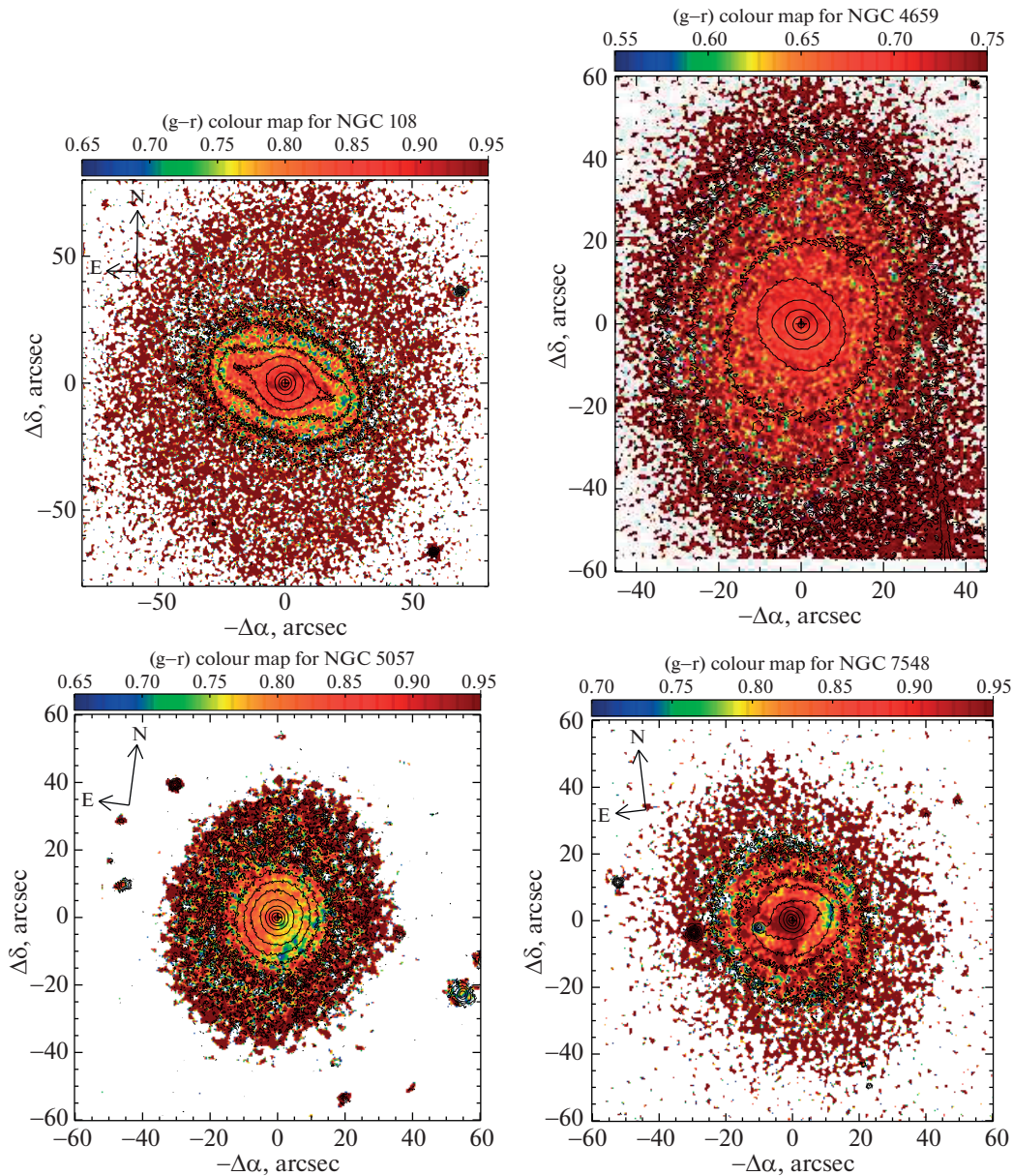


Рис. 4. Карты цвета $g - r$ для исследуемых галактик по данным SDSS.

лец, так же, как и их истории звездообразования, показывают хаотический разброс. Молодое, с металличностью, превышающей солнечную, кольцо в NGC 108, в котором совсем недавно еще шло звездообразование, контрастирует с таким же внешним, отделенным, масштабным кольцом в NGC 5057, где очень старый возраст звездного населения и очень низкая металличность, $[Z/H] < -0.4$, что, впрочем, не противоречит приведенному выше выводу о формировании этого кольца в одной короткой вспышке звездообразования. Погруженные в диски кольца NGC 4659 и NGC 7548 примерно одинаково бедны металлами, $[Z/H] \approx -0.4$, но вот возраст у них разный: 5 млрд. лет у первой и >12 млрд. лет у второй. Тут мы мо-

жем спекулировать на разном окружении этих галактик: вероятно, как раз 5 млрд. лет назад NGC 4659 начала входить в скопление Virgo, что могло спровоцировать последнюю вспышку звездообразования в кольце; а потом галактика просто лишилась газа и больше уже не могла образовывать новые звезды. NGC 7548 — массивная центральная галактика в группе, и в ее жизни таких драматических событий последние 10 млрд. лет очевидно не случилось. Газ в ней до сих пор довольно много.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Хотя внешние кольцевые структуры являются частым атрибутом и как бы визитной карточкой линзовидных галактик, природа их, по всей веро-

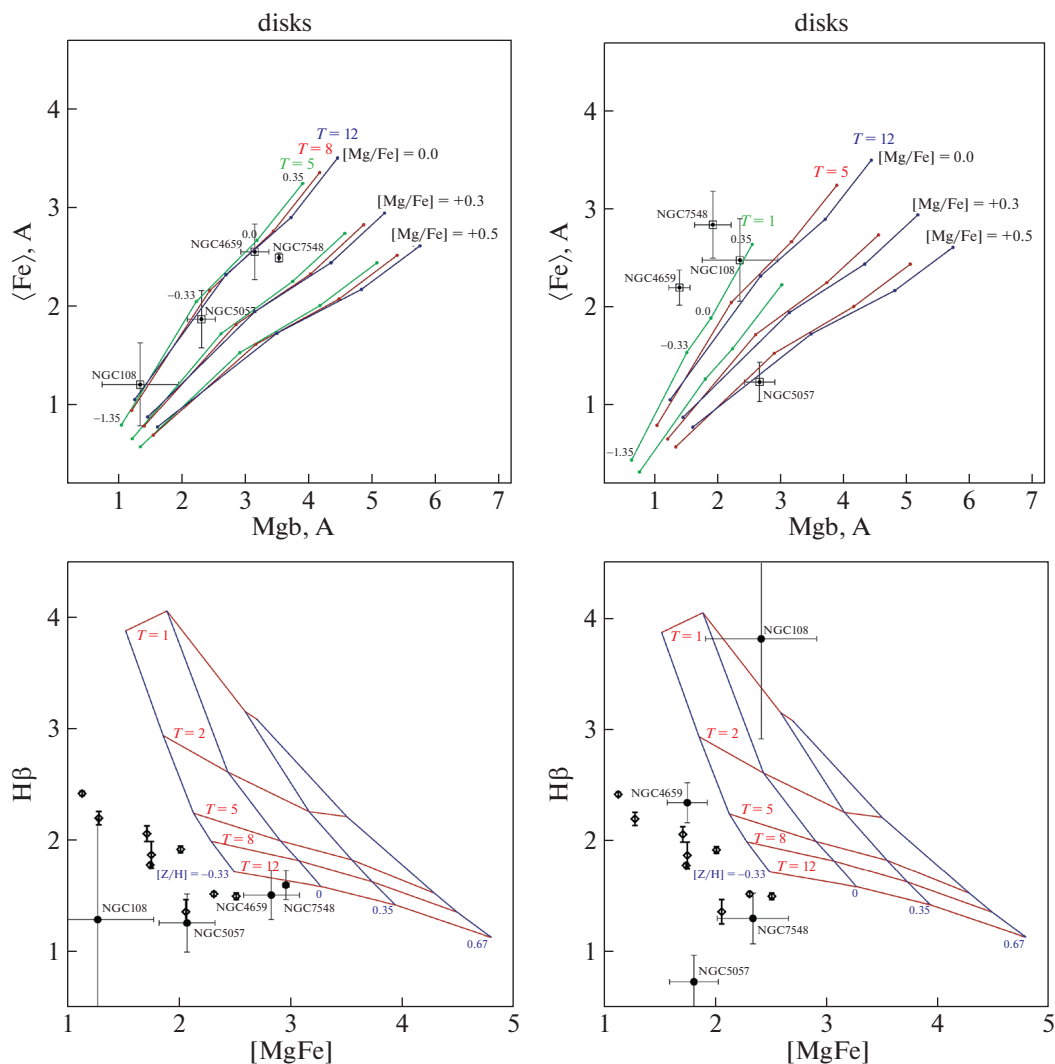


Рис. 5. Диаграммы “индекс ↔ индекс”, позволяющие определить средние параметры звездных населений: отношение обилий магния и железа в звездах $[Mg/Fe]$, полные металличности $[Z/H]$ и возраст T для дисков рядом с кольцами (слева) и отдельно для колец (справа). Ликские индексы для колец NGC 4659 и NGC 7548 исправлены за вклад подстилающих экспоненциальных дисков, в предположении, что диски под кольцами имеют индексы, как на левых графиках. Наблюдаемые Ликские индексы для структурных компонентов исследуемых галактик сравниваются с моделями простых звездных населений из [32] (сплошные линии). Кроме моделей, для сравнения на диаграммы “ $H\beta \leftrightarrow [Mg/Fe]$ ” также нанесены ромбами измерения для шаровых скоплений нашей Галактики, имеющих возраст больше 11 млрд. лет и металличности в интервале от -0.4 до -1.3 по данным [33].

ятности, может быть весьма разнообразна. В нашей крайне маленькой выборке из 4 объектов все четыре кольца, выбранные по признаку отсутствия текущего звездообразования, оказались на самом деле с разными историями формирования.

У NGC 108 очень много газа, и, вероятно, до самого последнего миллиарда лет во внешнем кольце шло звездообразование. Поскольку галактика обладает явно выраженным баром, внешнее кольцо может просто обозначать радиус внешнего Линдбладовского резонанса этого бара, на котором газ скапливается и питает формирование новых звезд. Отношение радиуса внешнего кольца и радиуса бара почти точно двойка, что согласно [36]

как раз и характерно для внешнего Линдбладовского резонанса. Загадкой остается только причина остановки звездообразования 1 млрд. лет назад.

В NGC 5057, напротив, бара нет, и кольцо, вероятно, не является резонансным. В нем была только одна, очень давняя вспышка звездообразования. Возможно, она была связана с взаимодействием: в 150 кпк (в проекции) от NGC 5057 находится гигантская спиральная галактика NGC 5056, которая при орбитальном сближении могла снабдить NGC 5057 газом для короткой вспышки звездообразования во внешней области.

В низкоконтрастных кольцах NGC 4659 и NGC 7548, погруженных в экспоненциальные

звездные диски, было несколько вспышек звездообразования. Но если в NGC 4659 эти события закончились всего несколько млрд. лет назад, вероятно, из-за лишения галактики газа, то в NGC 7548 весь комплекс вспышек, скорее всего, только две вспышки, уложился в первые 3–4 млрд. лет жизни галактики. В NGC 7548 система колец может быть резонансной, поскольку отношение радиусов внутреннего и внешнего кольца около 2.5; согласно статистике [5], это значение попадает в типичный интервал отношений радиусов внутреннего и внешнего кольца, связанных с резонансами крупномасштабных баров. А вот в NGC 4659 отношение радиуса кольца к радиусу бара – четверка, и это уже не резонансный случай.

Таким образом, наши результаты о разнообразных историях звездообразования во внешних кольцах линзовидных галактик с разнообразной структурой – с баром и без бара – похоже подтверждают гипотезу о том, что линзовидные галактики как тип имеют несколько каналов (сценариев) формирования своей на первый взгляд довольно простой крупномасштабной структуры.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарит сотрудников Специальной астрофизической обсерватории РАН, поддерживавших спектральные наблюдения галактик с красными кольцами: А.Н. Буренкова, А.В. Моисеева, Д.В. Опарина, В.Л. Афанасьева, Р.И. Уклеина. В качестве источника фотометрических данных использовались публичные архивы проекта SDSS-III (<http://www.sdss3.org>), поддержанного Фондом А.П. Слоана, институтами-участниками коллаборации SDSS, Национальным научным фондом и Министерством энергетики США. При анализе данных мы использовали Базу внегалактических данных НАСА/ИПАК (NED), управляемую Лабораторией реактивного движения Калифорнийского технологического института по контракту с Национальным управлением аэронавтики и космических исследований (США). Для иллюстраций изображений галактик использовались возможности публичного сервиса Legacy Survey (<http://legacysurvey.org>).

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Наблюдения на 6-метровом телескопе БТА САО РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (включая соглашение No 05.619.21.0016, УИП RFME-FI61919X0016). Исследование выполнено за счет гранта Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-02-00094).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *G. de Vaucouleurs*, Handbuch der Physik **53**, 275 (1959).
2. *S. Comerón, H. Salo, E. Laurikainen, J. H. Knapen, et al.*, Astron. and Astrophys. **562**, id. A121 (2014).
3. *Б. А. Воронцов-Вельяминов*, Письма в Астрон. журн. **2**, 204 (1976).
4. *M. P. Schwarz*, Astrophys. J. **247**, 77 (1981).

5. *E. Athanassoula, A. Bosma, M. Crézé, and M. P. Schwarz*, Astron. and Astrophys. **107**, 101 (1982).
6. *R. Buta*, Astrophys. J. Suppl. **61**, 609 (1986).
7. *J. C. Theys and E. A. Spiegel*, Astrophys. J. **212**, 616 (1977).
8. *J. M. A. Few and B. F. Madore*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **222**, 673 (1986).
9. *В. А. Досталь, В. Г. Метлов*, Астрон. журн. **56**, 3 (1979).
10. *E. Athanassoula and A. Bosma*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **23**, 147 (1985).
11. *M. Mapelli, B. Moore, E. Ripamonti, L. Mayer, M. Colpi, and L. Giordano*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **383**, 1223 (2008).
12. *K. Kuijken, D. Fisher, and M. R. Merrifield*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **283**, 543 (1996).
13. *T. A. Davis, K. Alatalo, M. Sarzi, M. Bureau, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **417**, 882 (2011).
14. *I. Yu. Katkov, A. Yu. Kniazev, and O. K. Sil'chenko*, Astron. J. **150**, id. 24 (2015).
15. *R. Buta and F. Combes*, Fundam. Cosmic Phys. **17**, 95 (1996).
16. *I. Proshina, O. Sil'chenko, and A. Moiseev*, Astron. and Astrophys. **634**, id. A102 (2020).
17. *O. Sil'chenko and A. Moiseev*, Astron. and Astrophys. **638**, id. L10 (2020).
18. *J. S. Gallagher and A. Wirth*, Astrophys. J. **241**, 567 (1980).
19. *P. Serra, T. Oosterloo, R. Morganti, K. Alatalo, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **422**, 1835 (2012).
20. *T. Ashley, P. M. Marcum, M. Alpaslan, M. N. Fanelli, and J. D. Frost*, Astron. J. **157**, id. 158 (2019).
21. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, Jr., R. J. Buta, G. Paturel, and P. Fouqué*, Third Reference Catalogue of Bright Galaxies. Volume I: Explanations and References (New York: Springer, 1991).
22. *M. P. Haynes, R. Giovanelli, A. M. Martin, K. M. Hess, et al.*, Astron. J. **142**, id. 170 (2011).
23. *G. Gavazzi, M. Fumagalli, M. Fossati, V. Galardo, F. Grossetti, A. Boselli, R. Giovanelli, and M. P. Haynes*, Astron. and Astrophys. **553**, id. A89 (2013).
24. *L. H. Wei, S. J. Kannappan, S. N. Vogel, and A. J. Baker*, Astrophys. J. **708**, 841 (2010).
25. *В. Л. Афанасьев, А. В. Моисеев*, Письма в Астрон. журн. **31**, 214 (2005).
26. *V. L. Afanasiev and A. V. Moiseev*, Baltic Astronomy **20**, 363 (2011).
27. *G. Worthey, S. M. Faber, J. J. Gonzalez, and D. Burstein*, Astrophys. J. Suppl. **94**, 687 (1994).
28. *C. P. Ahn, R. Alexandroff, C. Allende Prieto, S. F. Anderson, et al.*, Astrophys. J. Suppl. **203**, id. 21 (2012).
29. *K. Sheth, M. Regan, J. L. Hinz, A. Gil de Paz, et al.*, Publ. Astron. Soc. Pacific **122**, 1397 (2010).
30. *P. Erwin, J. E. Beckman, and M. Pohlen*, **626**, L81 (2005).
31. *M. Pohlen and I. Trujillo*, Astron. and Astrophys. **454**, 759 (2006).
32. *D. Thomas, C. Maraston, and R. Bender*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **339**, 897 (2003).
33. *H.-S. Kim, J. Cho, R. M. Sharples, A. Vazdekis, M. A. Beasley, and S.-J. Yoon*, Astrophys. J. Suppl. **227**, id. 24 (2016).
34. *F. Matteucci and L. Greggio*, Astron. and Astrophys. **154**, 279 (1986).
35. *G. Gilmore and R. F. G. Wyse*, Astrophys. J. **367**, L55 (1991).
36. *R. Buta*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **470**, 3819 (2017).

УДК 524.3-17

МИГРАЦИЯ ГОРЯЧИХ ЮПИТЕРОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИСТЕЧЕНИЯ АТМОСФЕРЫ

© 2020 г. Е. П. Курбатов^{1,*}, Д. В. Бисикало^{1,**}, И. Ф. Шайхисламов^{2,***}

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

²Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

*E-mail: kurbatov@inasan.ru

**E-mail: bisikalo@inasan.ru

***E-mail: ildars@ngs.ru

Поступила в редакцию 27.04.2020 г.

После доработки 03.07.2020 г.

Принята к публикации 30.07.2020 г.

Как известно, воздействие ионизирующего излучения и гравитации звезды на “горячий Юпитер” приводит к истечению его атмосферы. В результате гравитационного воздействия со стороны планеты истекающее вещество приобретает угловой момент, после чего оно накапливается на более высокой круговой орбите вокруг звезды, формируя диск или тор. Обмен угловым моментом между тором и планетой вызывает миграцию планеты к звезде. В данной работе мы рассматриваем эффективность такого механизма миграции на примере системы HD 209458. Оказалось, что за 4.5×10^9 лет, прошедших после испарения протопланетного диска, планета может мигрировать с орбиты ≥ 0.67 а.е. до ее текущей орбиты 0.045 а.е.

DOI: 10.31857/S0004629920120063

1. ВВЕДЕНИЕ

Принято считать, что основной причиной существования газовых гигантов на орбитах, близких к звезде (0.1 а.е. и меньше), является миграция планет в результате гравитационного взаимодействия с протопланетным диском. В зависимости от массы планеты, плотности диска и от физических условий в газе выделяют различные механизмы миграции [1, 2]. Планеты с массой порядка нескольких масс Земли подвержены миграции типа I [3, 4]: гравитационное воздействие планеты возбуждает в диске приливные волны, темп обмена орбитальным угловым моментом определяется интенсивностью гравитационного взаимодействия планеты и приливных волн. Для планеты с массой порядка массы Юпитера в газовом диске с большой плотностью, как правило, предполагают миграцию типа II [5]: угловой момент сил, действующий со стороны планеты, приводит к выметанию газа из окрестности ее орбиты, образуя щель (gap, “гэп”), темп обмена угловым моментом определяется временем заполнения щели, которое зависит от вязкости газа. Возможны также и другие механизмы миграции (см., напр., [6]). Планеты промежуточных масс могут участвовать в смешанном сценарии I + II или в миграции типа III (см. работу [7] и ссылки в ней). Если брать в расчет одновременное присутствие в газо-

вом диске нескольких планет, число возможных сценариев миграции сильно возрастает. В случае отсутствия газового диска обмен орбитальным угловым моментом может происходить с диском планетезималей, через механизм Козаи и др. [2].

Наблюдения показывают, что время жизни газового протопланетного диска составляет 10^6 – 10^7 лет [8], и это находится в согласии с теорией [9]. Характерное время миграции планетной орбиты зависит от плотности протопланетного диска и для типичных дисков происходит в более короткой шкале времени, от $\geq 10^4$ до $\geq 10^6$ лет, в зависимости от механизма миграции [1]. Это приведет к тому, что большинство планет должно падать на звезду, либо должно иметь очень низкие орбиты. Для того, чтобы разрешить противоречие с существующими взглядами на процесс образования массивных планет, а также с наблюдениями, предлагаются различные сценарии, призванные замедлить миграцию или даже обратить ее вспять [2, 7, 10]. Эта проблема, однако, еще далека от решения.

Для планеты с массой $M_p \sim M_{\text{Юп}}$ обычно полагают, что миграция орбиты происходит по типу II, т.е. время миграции в конечном итоге контролируется вязкостью диска. Если диск имеет поверх-

ностную плотность Σ и вязкость ν , это время можно оценить как $t_{\text{mig}} \sim M_p / (\Sigma \nu^2)$ [2]. Однако, если планета изначально находилась во внешней части диска, где плотность мала, характерное время изменения ее орбиты может превышать время жизни газового диска. В настоящей работе мы предлагаем механизм миграции массивной планеты в случае, когда газового протопланетного диска уже нет, а другие способы изменения орбитального углового момента неэффективны. Идея заключается в следующем.

Звезда и массивная планета образуют двойную систему. Если за время жизни газового протопланетного диска орбита планеты успевает приблизиться к звезде достаточно близко, то включается процесс газодинамического истечения верхней атмосферы под воздействием ионизирующего излучения и гравитации звезды. Более того, в первые сотни миллионов лет светимость звезды в коротковолновом спектре может быть на два порядка больше, чем в последующие эпохи [11]. Характерная скорость истечения составляет ~ 10 км/с, что на порядок меньше типичной орбитальной скорости, в результате планетарное вещество накапливается на орбите. В отсутствие звездного ветра это вещество должно формировать кольцо (тор) на планетной орбите. Как показали газодинамические и МГД расчеты [12–16], вещество, покинувшее атмосферу, получает дополнительный импульс от ветра и, следовательно, кольцо должно формироваться на орбите выше планетной. Общие потери вещества планетой типа горячий юпитер достаточно велики [17] и образующийся под действием диссипативных процессов диск может быть массивным. Приливное взаимодействие планеты с этим диском должно приводить к уменьшению орбитального углового момента планеты и, как следствие, к миграции ее в направлении звезды.

Численное моделирование процесса формирования планетарного тора находится пока на начальном этапе. В работе [18] в 3D МГД-расчетах обнаружено формирование двух характерных режимов взаимодействия планетарного течения со звездным ветром. В случае сильного ветра планетарное вещество полностью уносится с орбиты планеты, при этом формируется истечение, похожее на хвост кометы. В случае относительно слабого звездного ветра часть планетарного вещества быстро теряет угловой момент и аккрецирует на звезду, в то время как другая часть вытягивается вдоль орбиты планеты. В работе [19] был проведен 3D гидродинамический расчет истечения планетарного вещества с учетом радиационного давления и при условии слабого звездного ветра. Расчет показал формирование тора из планетарного вещества, сосредоточенного в основном за пределами орбиты планеты, при этом радиацион-

ное давление частично остановило аккрецию вещества на звезду. В работе [20] расчет для горячего Юпитера HD 209458b, в условиях относительно слабого звездного ветра, показал формирование тора планетарного вещества с толщиной порядка 20 радиусов планеты R_p и радиальной шириной порядка $40R_p$. В работе [21] в рамках 3D МГД-моделирования была рассчитана относительно долговременная динамика накопления планетарного вещества в торе на протяжении сотен орбитальных периодов. Однако эффекты, которые мы изучаем в настоящей работе, проявляются на временах порядка десятков и сотен миллионов лет, и приведенные выше примеры численного моделирования, хотя и подтверждают предположение о формировании тора (диска), не могут быть использованы непосредственно для оценок миграции планеты.

Статья организована следующим образом: в разделе 2 приведены оценки различных величин, входящих в модель, и сформулирована постановка задачи, в разделе 3 рассмотрена модель переноса массы и турбулентности, в разделе 4 описан численный метод и представлены результаты расчетов, обсуждение результатов приведено в последнем разделе.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим систему, содержащую звезду солнечного типа массой $M_s = M_\odot = 2 \times 10^{33}$ г и планету массой $M_p = M_{\text{Jup}} \approx 10^{-3} M_\odot = 2 \times 10^{30}$ г и радиусом $R_p = R_{\text{Jup}} \approx 7 \times 10^9$ см. Планета находится на круговой орбите с большой полуосью a и образует со звездой двойную систему.

Атмосфера планеты разогревается УФ-излучением звезды. Если температура в экзосфере становится порядка или больше 10^4 К, начинается истечение вещества [22, 23]. Для звезды солнечного типа с возрастом 4.5 млрд. лет это будет происходить на радиусе орбиты 0.3 а.е., для звезды возрастом 200 млн. лет — на радиусе 2 а.е. [22]. Качественно эта зависимость выглядит как $\dot{M} \propto L_{\text{XUV}}/a^2$, где a — радиус орбиты планеты [24], а L_{XUV} — светимость звезды в экстремальном ультрафиолетовом диапазоне. Эта светимость убывает с возрастом звезды примерно как $L_{\text{XUV}} \propto t^{-1}$ [25]. В общем случае темп истечения имеет вид

$$\dot{M} = \dot{M}_{\text{ref}} \left(\frac{t}{4.6 \times 10^9 \text{ лет}} \right)^{-1} \left(\frac{a}{a_{\text{ref}}} \right)^{-2}, \quad (1)$$

где \dot{M}_{ref} и a_{ref} — некоторые референсные значения. Мы будем нормировать величину \dot{M} на со-

временный темп истечения атмосферы планеты HD 209458b. По анализу затменной кривой блеска в системе HD 209458 авторы работы [26] установили, что атмосфера теряет вещество со скоростью $\dot{M} = (3-7) \times 10^{10}$ г/с. Некоторые теоретические оценки приводили к более высоким значениям, порядка 10^{11} г/с [24] или 10^{12} г/с [22]. Для HD 209458b имеем $a_{\text{ref}} = 0.045$ а.е., $\dot{M}_{\text{ref}} = (3 \times 10^{10} - 10^{12})$ г/с. Этой зависимости хорошо соответствует также планета в системе OGLE-TR-113 [24].

Основной поток вещества из атмосферы планеты будет выходить из окрестностей точек Лагранжа L1 и L2. При этом динамическое давление звездного ветра может запирает точку L1, либо фокусировать в направлении L2 поток, выходящий из L1 [27]. Газ, истекающий из атмосферы, спустя один оборот планеты попадет в поле действия ее гравитационной силы. В результате гравитационного рассеяния угловой момент вещества струи будет меняться. Угловой момент сил можно оценить в баллистическом приближении [2]:

$$j_{\text{gr}} \sim \left(\frac{M_p}{M_s}\right)^2 \left(\frac{a}{b}\right)^3 \Sigma a^4 \Omega_p^2, \quad (2)$$

где b – радиальное расстояние от планеты до струи, Σ – плотность струи газа, $\Omega_p = (GM_s/a^3)^{1/2}$ – орбитальная угловая скорость планеты. Расстояние b , очевидно, порядка радиуса Хилла – масштаба полости Роша планеты,

$$r_{\text{Hill}} = \left(\frac{M_p}{3M_s}\right)^{1/3} a \approx 0.0682a. \quad (3)$$

В результате приливного взаимодействия за один орбитальный период вещество струи отбирает у планеты угловой момент

$$\Delta J \sim j_{\text{gr}} \Omega_p^{-1} \sim \left(\frac{M_p}{M_s}\right)^2 \left(\frac{a}{b}\right)^5 J_{\text{str}}, \quad (4)$$

где $J_{\text{str}} \sim \Sigma b^2 \Omega_p a^2$ – угловой момент газа в струе [2].

Само по себе истечение вещества из планеты не способно существенно изменить ее угловой момент. Действительно, для того, чтобы планета потеряла весь свой угловой момент, необходимо порядка $N \equiv M_p a^2 \Omega_p / \Delta J$ орбитальных периодов. Характерное время выметания вещества струи из окрестности орбиты планеты много меньше орбитального времени: $J_{\text{str}} / j_{\text{gr}} \sim (b/a)^5 \Omega_p^{-1} \ll \Omega_p^{-1}$. Следовательно, масса струи может накапливаться только в течение одного орбитального периода,

ее можно оценить также как $m_{\text{str}} \equiv \dot{M} \Omega_p^{-1}$. За время $N \Omega_p^{-1}$ планета должна потерять массу

$$Nm_{\text{str}} \sim \left(\frac{M_s}{M_p}\right)^2 \left(\frac{b}{a}\right)^5 M_p. \quad (5)$$

Подставляя сюда $b = r_{\text{Hill}}$, получим $Nm_{\text{str}} \sim M_p$, т.е. для того, чтобы планета потеряла свой угловой момент, она должна потерять всю свою массу.

Совсем другая картина возникает, если допустить, что вещество струи, испытав гравитационное рассеяние планетой, накапливается на некоторой равновесной орбите вокруг звезды с радиусом $a + b + \Delta b$. Величину радиального смещения Δb оценим в баллистическом приближении, с помощью (4) и формулы для кеплеровского момента: $\Delta J / J_{\text{str}} = [1 + \Delta b / (a + b)]^{1/2} - 1$. Полагая $b = r_{\text{Hill}}$, получим $\Delta b = 1.81a$. В действительности самопересечение струи должно приводить к диссипации части углового момента и циркуляризации ее на гораздо меньшем радиусе.

Самопересечение струи, вероятно, приведет также к возбуждению в газе турбулентности и, следовательно, турбулентной вязкости. Под действием вязкости вещество начнет “расплываться” по радиусу до тех пор, пока не установится баланс гравитационной и вязкой силы. В газовом протопланетном диске этот механизм описывает формирование щели. Угловой момент вязких сил можно оценить как [2]

$$j_{\text{visc}} \sim \nu_t \Sigma a^2 \Omega_p. \quad (6)$$

Полагая распределение газа равновесным или медленно меняющимся и приравнивая выражения (2) и (6), получим оценку коэффициента кинематической турбулентной вязкости:

$$\nu_t \sim \left(\frac{M_p}{M_s}\right)^2 \left(\frac{a}{H_{\text{gap}}}\right)^3 a^2 \Omega_p, \quad (7)$$

где H_{gap} – полуширина щели, так мы переобозначили параметр b в уравнении (2). Если параметризовать вязкость α параметром Шакуры–Сюняева [28] как $\nu_t = \alpha H^2 \Omega_p$, то

$$\alpha \sim \left(\frac{M_p}{M_s}\right)^2 \left(\frac{a}{H_{\text{gap}}}\right)^3 \left(\frac{a}{H}\right)^2, \quad (8)$$

где H – вертикальная шкала распределения газа, ее можно оценить в изотермическом приближении как $H = c_s / \Omega_p$ или

$$H = (26.7 R_{\text{Jup}}) \left(\frac{T}{10^4 \text{ K}}\right)^{1/2} \left(\frac{a}{0.1 \text{ а.е.}}\right)^{3/2} \quad (9)$$

или

$$\frac{H}{a} = 0.125 \left(\frac{T}{10^4 \text{ К}} \right)^{1/2} \left(\frac{a}{0.1 \text{ а.е.}} \right)^{1/2}, \quad (10)$$

где T – температура газа.

Трудно дать надежную оценку для полуширины щели H_{gap} . С одной стороны, H_{gap} не может быть меньше радиуса гравитационного захвата планеты – радиуса Хилла (3). С другой стороны, она определяется величиной вязкости и структурой распределения вещества. Часто для грубых оценок полагают, что ширина щели равна вертикальной шкале распределения газа [1, 2]. Численные расчеты, проведенные в работе [29], показали, что для планеты с массой Юпитера полуширина щели на половине ее глубины составляет $H_{\text{gap}} \approx 0.4a$, что почти на порядок превышает вертикальную шкалу диска¹.

Накопление и расплывание вещества должно привести к формированию тора или диска. Химический состав диска будет идентичен составу газа, истекающего из экзосферы планеты. Кроме того, вещество диска будет подвергаться воздействию такого же по величине потока экстремального УФ-излучения от звезды. Если принять, для примера, что плотность диска по порядку величины равна плотности газа на уровне экзобазы в атмосфере планеты, $\approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$, то температура будет порядка 10^4 К ; для плотности 10^7 см^{-3} температура окажется примерно $7 \times 10^3 \text{ К}$ [24].

В поле экстремального УФ излучения звезды диск, как и атмосфера планеты, будет оптически толстым [30]. Однако для более длинноволнового излучения, при температуре $\approx 10^4 \text{ К}$ и концентрации $N = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, основной вклад в поглощение будет вносить рассеяние на свободных электронах с коэффициентом непрозрачности $\kappa^{\text{es}} = 0.4 \text{ см}^2/\text{г}$. На вертикальной шкале распределения газа оптическая толщина будет порядка $\kappa^{\text{es}} \rho H \sim 0.001$ (при условии полной ионизации, которое заведомо не выполняется при такой большой плотности), а на радиальной шкале – лишь на порядок больше.

Плотность вещества в диске будет определяться скоростью расплывания газа в радиальном направлении, т.е. величиной вязкости. Заметим, что выражение (7) дает лишь верхнюю допустимую границу значений коэффициента вязкости, при условии открытия щели, и если структура газа полагается двумерной. Последнее условие

можно записать как $r_{\text{Hill}} \gtrsim H$ [1] (см. также результаты численных расчетов [29]). Для температуры $T = 10^4 \text{ К}$ это не выполняется. Это означает, что при достигнутом балансе сил (2) и (6) газ может проникать в щель, приводя к эффективному уменьшению ее ширины.

Как видно, и полуширина щели, и коэффициент вязкости определены довольно плохо. Так, полагая $T = 10^4 \text{ К}$ и $H_{\text{gap}} = H$, из выражения (8) будем иметь $\alpha = 0.033$, а принимая $H_{\text{gap}}/a = 0.4$, как в работе [29], получим $\alpha = 0.001$. Недавние наблюдения протопланетных дисков дают верхние значения $\alpha \leq 0.003\text{--}0.007$ [31, 32], при том, что температура газа там существенно ниже 10^4 К .

Исходя из приведенных выше соображений относительно ширины щели и прочего, можем оценить характерное время миграции планеты с угловым моментом $J_p = M_p a^2 \Omega_p$:

$$\frac{J_p}{j_{\text{gr}}} \sim (10^9 \text{ лет}) \left(\frac{\Sigma}{0.01 \text{ г/см}^2} \right)^{-1} \left(\frac{H_{\text{gap}}}{H} \right)^3 \frac{a}{0.1 \text{ а.е.}}. \quad (11)$$

Если моделирование турбулентности до сих пор является непосильной задачей, то согласованный расчет формирования щели вполне может быть выполнен. Сформулируем задачу. Нас интересует распределение плотности, которое образуется в результате истечения атмосферы планеты. Истекающее вещество подвержено, с одной стороны, приливному отталкиванию под действием гравитации планеты, а с другой стороны – вязкой диффузии. Аккреция вещества извне отсутствует. Требуется рассчитать эволюцию распределения плотности, угловой момент силы, действующий на вещество и эволюцию орбиты планеты в результате потери углового момента.

3. МОДЕЛЬ ДИСКА

3.1. Перенос массы

Мы будем считать распределение вещества вокруг звезды осесимметричным и геометрически тонким. Предположим также, что перенос массы полностью контролируется переносом углового момента. Течение с такими свойствами описывается моделью Прингла [33]:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (rF)}{\partial r}, \quad (12)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\Sigma r \Omega) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 Fr \Omega)}{\partial r} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 W)}{\partial r} + \Sigma \tau. \quad (13)$$

Здесь F – радиальный поток массы; Ω – распределение угловой скорости вещества, предполагается заданным; W – компонент “ $r\phi$ ” тензора турбулентных напряжений, или тензора Рейнольдса.

¹ Авторы работы [29] приняли $H/a = 0.05$ и коэффициент турбулентной вязкости, соответствующий $\alpha = 4 \times 10^{-3}$.

В правую часть уравнения (13) добавлен угловой момент поверхностной силы $\Sigma\tau$, который учитывает гравитационное взаимодействие вещества и планеты.

Тензор турбулентных напряжений составлен из вторых моментов флуктуаций скорости. Уравнения для них, однако, содержат моменты третьего порядка и т.д. Возникающую проблему замыкания цепочки моментов принято решать постулированием некоторой априорной связи между моментами различных порядков. В основе большинства таких приемов² лежит приближение Буссинеску, суть которого в том, что источником турбулентности предполагается сдвиговое течение. В случае аккреционного диска это кеплеровское движение газа:

$$W = v_t \Sigma r \frac{\partial \Omega}{\partial r}, \quad (14)$$

где v_t – турбулентная кинематическая вязкость. Если распределение угловой скорости стационарно, можно выразить поток массы из уравнения (13),

$$F = \left[\frac{\partial(r^2 \Omega)}{\partial r} \right]^{-1} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial(r^2 W)}{\partial r} + \Sigma \tau \right\}. \quad (15)$$

Приливное воздействие планеты выметает газ из ближайшей окрестности ее орбиты, образуя щель. Массовая плотность момента приливной силы может быть записана в виде [3, 36]:

$$\tau = \frac{C_0 G^2 M_p^2 a}{\pi (r-a)^2} \frac{\Omega_p - \Omega}{(a\Omega_p - r\Omega)^3}, \quad (16)$$

где $C_0 = (4/9)[2K_0(2/3) + K_1(2/3)]^2 \approx 2.82$. В выражении для потока (15) учет приливной силы приводит к появлению неотрицательной добавки к потоку, которая, впрочем, убывает с радиусом довольно быстро, как $\Sigma/r^{3/2}$, для $r \gg a$ и кеплеровского распределения угловой скорости.

Истечение атмосферы начинается на расстоянии порядка радиуса сферы Хилла от планеты (3):

$$r_0 = a + r_{\text{Hill}} = \left[1 + \left(\frac{M_p}{3M_s} \right)^{1/3} \right] a. \quad (17)$$

На радиусе r_0 будет располагаться внутренняя граница расчетной области и там будет задан поток вещества

$$F_0 = \frac{\dot{M}}{2\pi r_0}. \quad (18)$$

Поскольку темп истечения атмосферы \dot{M} зависит от времени как явным образом, так и через радиус

² Обзор некоторых из них приведен, например, в книгах [34, 35].

орбиты планеты (см. (1)), поток массы будет нестационарным.

Будем полагать также, что угловой момент поступающего вещества равен угловому моменту газа в диске на радиусе r_0 . Распределение углового момента положим всюду кеплеровским, $\Omega = \sqrt{GM/r^3}$. Поток массы в этом случае примет вид

$$F = -\frac{3}{r^{1/2}} \frac{\partial}{\partial r} (r^{1/2} v_t \Sigma) + \frac{2C_0}{\pi} \left(\frac{M_p}{M_s} \right)^2 \frac{(GM_s r)^{1/2} a}{(r-a)^2} \frac{r^{3/2} - a^{3/2}}{(r^{1/2} - a^{1/2})^3} \Sigma. \quad (19)$$

Приливное взаимодействие планеты и вещества тора приводит к уменьшению углового момента планеты. Если планета обращается по кеплеровской орбите, взаимодействие приведет к тому, что ее орбита будет мигрировать со скоростью

$$\dot{a} = -\frac{2a}{J_p} 2\pi \int_0^\infty dr r \Sigma \tau, \quad (20)$$

где $J_p = M_p \sqrt{GM_s a}$.

Совместная эволюция планетной орбиты и тора описывается совокупностью уравнений (12) и (17)–(20). В качестве начальных условий примем нулевое распределение плотности. При численном решении этой системы могут возникнуть сложности, вызванные тем, что расчетная область ($r \geq r_0$) имеет подвижную внутреннюю границу. Для того, чтобы этого избежать, приведем уравнения к безразмерному виду с помощью преобразований $t = t_0 s$, $r = r_0 x$, $\Sigma = \Sigma_0 \sigma$, $F = F_0 f$, $v_t = v_0 n$, $a = r_0 \xi$. Если принять определения

$$t_0 = \frac{1}{\Omega_0}, \quad \Sigma_0 = \frac{\dot{M}}{2\pi r_0^2 \Omega_0}, \quad (21)$$

$$v_0 = r_0^2 \Omega_0, \quad \Omega_0 = \Omega(r_0),$$

то эти уравнения примут полностью безразмерный вид:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial s} + \frac{1}{x} \frac{\partial(xf)}{\partial x} + \frac{t_0 \dot{\Sigma}_0}{\Sigma_0} \sigma = 0, \quad (22)$$

$$f = -\frac{3}{x^{1/2}} \frac{\partial}{\partial x} (x^{1/2} n \sigma) + \frac{2C_0}{\pi} \left(\frac{M_p}{M_s} \right)^2 \frac{\xi x^{1/2}}{(x-\xi)^2} \frac{x^{3/2} - \xi^{3/2}}{(x^{1/2} - \xi^{1/2})^3} \sigma, \quad (23)$$

$$\frac{da}{ds} = t_0 a \frac{M_p \dot{M}}{M_s^2} \frac{2C_0}{\pi} \int_1^\infty dx \frac{\xi^{1/2} x}{(x-\xi)^2} \frac{x^{3/2} - \xi^{3/2}}{(x^{1/2} - \xi^{1/2})^3} \sigma, \quad (24)$$

$$s \geq t_{\text{ini}}/t_0, \quad x \geq 1, \quad (25)$$

$$\sigma|_{s=t_{\text{ini}}/t_0} \equiv 0, \quad f|_{x=1} \equiv 1, \quad a|_{s=t_{\text{ini}}/t_0} = a_{\text{ini}}. \quad (26)$$

Как видно, в уравнении непрерывности (22) появился дополнительный член, вызванный тем, что масштабный множитель Σ_0 зависит от времени посредством $r_0(a(t))$. Физическое решение записывается как $\Sigma(t, r) = \Sigma_0 \sigma(\Omega_0 t, r/r_0)$. Заметим, что изменение массы планеты предполагается малым. По этой причине величины M_p и $\xi = a/r_0$ принимаются константами.

Можно показать, что модель, описываемая уравнениями (22)–(26), не имеет физически корректного стационарного решения. Действительно, проинтегрируем выражение для плотности потока массы (23), учитывая то, что в стационарном пределе поток не будет зависеть от радиальной координаты, или $x^f \equiv 1$:

$$n\sigma = \frac{2}{3} \left(\frac{X^{1/2}}{x^{1/2}} - 1 \right), \quad (27)$$

где

$$X^{1/2} = \frac{3}{2} n(1)\sigma(1) + 1 + \int_1^x dx' \frac{\omega\sigma}{2x'^{1/2}}, \quad (28)$$

$n(1)$ и $\sigma(1)$ – значения на внутренней границе, $x = 1$; через $\omega\sigma$ обозначено второе слагаемое в правой части (23). Подынтегральная функция в правой части последнего выражения убывает довольно быстро с расстоянием, и величина X стремится к некоторому постоянному значению x_* . На радиусе $x = x_*$ комбинация $n\sigma$ обращается в нуль и далее становится отрицательной. Таким образом, задачу о переносе массы необходимо рассматривать в нестационарной постановке.

3.2. Турбулентность

В модели Прингла перенос массы определяется механизмом переноса углового момента, который зависит от тензора турбулентных вязких напряжений. Если рассматривать неустойчивости в качестве причин турбулентности, то можно отметить, что диск должен быть оптически тонким в континууме, как мы отметили в п. 2. Тогда основным источником тепловой энергии будет выступать УФ излучение звезды, которое поглощается нейтральными атомами водорода. Непрозрачность газа при этом падает с ростом температуры. Как видно, в диске отсутствуют условия для вертикальной и радиальной конвективной неустойчивости (последняя необходима для реализации бароклинной неустойчивости [37]). Конечная толщина диска оставляет потенциальную возможность для развития вертикальной сдвиговой неустойчивости [38] или магниторотационной неустойчивости при наличии магнитного поля. Возбуждение в диске приливных волн достаточно большой амплитуды может привести к развитию

чисто гидродинамической неустойчивости [39]. Кроме того, даже нелинейные звуковые волны во вращающемся течении приводят к развитию турбулентности [40].

Может оказаться, что ни один из перечисленных механизмов не приводит к неустойчивости, способной породить турбулентность в объеме газа. Заметим, однако, что на внутренней границе диска происходит столкновение струйного течения из атмосферы планеты и вещества диска. Возникающее сдвиговое течение вполне может привести к неустойчивости Кельвина–Гельмгольца и вихревой турбулентности, которая может распространяться далее по диску.

В принятой нами постановке задачи радиальные движения газа пренебрежимо малы, поэтому основным механизмом переноса турбулентности является турбулентная диффузия. Она осуществляется в вязкой шкале времени, короткой по сравнению с предполагаемым временем миграции (11):

$$\frac{a^2}{v_t} \sim (300 \text{ лет}) \left(\frac{\alpha}{0.001} \right)^{-1} \left(\frac{a}{0.1 \text{ а.е.}} \right)^{1/2}. \quad (29)$$

Поскольку уравнение переноса массы не может дать стационарного решения (см. раздел 3.1), изменение профиля плотности происходит на гораздо большем масштабе времени. Кроме того, мы ожидаем, что турбулентность будет существенно дозвуковой. Все это позволяет нам рассматривать перенос турбулентности как быстрый процесс, независимый от переноса массы. Далее будем полагать распределение турбулентности стационарным.

Коэффициент кинематической турбулентной вязкости можно записать следующим образом:

$$v_t = \frac{\ell^2}{\tau}, \quad (30)$$

где ℓ – пространственный масштаб корреляции турбулентности (он связан с размером наиболее крупного вихря); τ – время корреляции. Если принять классическую параметризацию вязкости по модели Шакуры и Сюняева [28], $v_t = \alpha H^2 \Omega$, то безразмерный коэффициент α можно записать в виде

$$\alpha = \left(\frac{\ell}{H} \right)^2 \frac{1}{\Omega \tau}. \quad (31)$$

В астрофизических дисках азимутальное течение является сверхзвуковым, с характерным временем переноса в азимутальном направлении порядка кеплеровского времени Ω^{-1} , оно же вертикальное звуковое время. Распространение турбулентности в азимутальном направлении должно происходить в этой шкале времени. Следовательно, именно ло-

кальное кеплеровское время нужно принять в качестве характерного времени корреляции турбулентности [41]. Другими словами, в выражении (31) необходимо положить $\Omega\tau \sim 1$.

Если предполагать, что единственным источником турбулентности в диске может быть только неустойчивость Кельвина–Гельмгольца на его внутренней границе (см. выше), то течение будет эквивалентно так называемому свободному турбулентному течению в плоской струе, за тем исключением, что в нашем случае имеется радиальный градиент азимутальной скорости. Лабораторные эксперименты по течениям такого типа обнаруживают, что пространственный масштаб корреляции пропорционален толщине турбулентной области [42], которая в нашем случае, очевидно, будет порядка толщины диска. На основании этого положим $\ell \propto H$, следовательно, $\alpha \approx \text{const}$. При этом радиальное распределение коэффициента вязкости будет определяться зависимостью от радиуса величины $H^2\Omega \propto T/\Omega$, где T – температура газа.

Воспользуемся простым модельным представлением для безразмерного коэффициента вязкости, который будем применять при решении уравнений (22)–(26). Положим, что полутолщина зависит от радиуса степенным образом, тогда безразмерный коэффициент вязкости для модели (22)–(26) примет вид

$$n = \frac{v_t}{r_0^2 \Omega_0} = \alpha h^2 x^\beta, \quad (32)$$

где обозначено $h = H(r_0)/r_0$. В рамках этого представления можно описать и те случаи, когда турбулентность порождается и в объеме газа (см. выше).

4. ЭВОЛЮЦИЯ ТОРА И ОРБИТЫ ПЛАНЕТЫ

Модель переноса массы (22)–(26) с законом вязкости (32) зависит от нескольких параметров: массы звезды и планеты, темпа потери массы планеты \dot{M} , температуры газа на внутреннем радиусе (от нее зависит относительная полутолщина диска h), параметра турбулентности α на внутреннем радиусе диска и показателя степени β в распределении коэффициента вязкости по радиусу.

Для расчета модели была введена пространственная сетка и использована стандартная дискретизация дифференциального оператора. Плотность и коэффициент вязкости задавались в центрах ячеек с координатами $x_{i+1/2}$, потоки – в узлах ячеек с координатами x_i . В итоге была получена система ОДУ, для решения которой приме-

нялся неявный метод³. Численная схема выглядит следующим образом⁴:

$$\frac{d\sigma_{i+1/2}}{ds} + \frac{1}{x_{i+1/2}} \frac{x_{i+1}f_{i+1} - x_i f_i}{\Delta_{i+1/2}} = 0, \quad (33)$$

$$f_i = -\frac{3}{x_i^{1/2} \Delta_i} (x_{i+1/2}^{1/2} n_{i+1/2} \sigma_{i+1/2} - x_{i-1/2}^{1/2} n_{i-1/2} \sigma_{i-1/2}) + \omega_i \frac{\sigma_{i-1/2} + \sigma_{i+1/2}}{2}, \quad (34)$$

$$\omega_i = \frac{2C_0}{\pi} \left(\frac{M_p}{M_s} \right)^2 \frac{\xi x_i^{1/2}}{(x_i - \xi)^2} \frac{x_i^{3/2} - \xi^{3/2}}{(x_i^{1/2} - \xi^{1/2})^3}, \quad (35)$$

$$x_{i+1/2} = (x_i + x_{i+1})/2, \quad (36)$$

$$\Delta_{i+1/2} = x_{i+1} - x_i, \quad \Delta_i = (\Delta_{i-1/2} + \Delta_{i+1/2})/2. \quad (37)$$

Начальные и граничные условия:

$$\sigma|_{s=0} = 0, \quad (38)$$

$$x_0 = 1, \quad f_0 = 1, \quad (39)$$

$$x_N f_N = x_{N-1} f_{N-1}. \quad (40)$$

Во всех расчетах использовалась сетка на $N = 1000$ узлов с логарифмическим шагом. Для того, чтобы уменьшить влияние граничных условий на внешней границе расчетной области, координата последнего узла сетки была установлена равной $x_N = (10^4 \text{ а.е.}) / r_0(t_{\text{ini}})$. Начальный шаг по времени, для численного интегрирования, соответствовал кеплеровскому орбитальному периоду планеты.

Профиль полутолщины диска, $H(r)$, задается балансом нагрева газа со стороны звезды и турбулентной вязкости, и радиативного охлаждения. В стандартном оптически толстом α -диске, если непрозрачность в континууме определяется электронным рассеянием, температура от радиуса зависит как $r^{-9/10}$ [45], чему будет соответствовать показатель наклона $\beta = 3/5$ в коэффициенте вязкости. Этот случай вряд ли реализуется в нашей задаче, поскольку при температуре порядка 10^4 К и концентрации 10^{10} см^{-3} газ не будет ионизован полностью, а значит, как было отмечено в п. 2, диск будет оптически тонким. С другой стороны, если источником турбулентности в торе является только область его внутренней границы, то коэффициент вязкости будет пропорционален отношению T/Ω , что в случае изотермического распределения даст $\beta = 3/2$. В действительности температура газа, вероятнее всего, падает с радиусом, поэтому профиль распределения вязкости будет

³ Был использован метод BDF [43], реализованный в библиотеке Python `scipy.integrate` [44].

⁴ Код доступен по адресу: <https://github.com/evgenykurbatov/kbs20-hotjump-migration>

Таблица 1. Параметры моделей

α	β	a_{ini} , a.e.
0.001	0	0.4106
0.001	1	0.6690
0.001	1.5	0.6739
0.01	0	0.5338
0.01	1	0.6734
0.01	1.5	0.6739

Примечание. α – интенсивность турбулентности, β – показатель наклона профиля турбулентной вязкости, a_{ini} – начальный радиус орбиты планеты.

более пологим. Для полноты мы рассмотрим три случая: $\beta = 3/2$, $\beta = 0$ (постоянный по радиусу коэффициент вязкости) и промежуточный случай, $\beta = 1$. Также возьмем два значения параметра турбулентности α : 10^{-3} (условно – слабая турбулентность) и 10^{-2} (сильная турбулентность), которые соответствуют наблюдательным оценкам.

Начальный момент времени в модели, t_{ini} , соответствовал возрасту звезды 10^7 лет, т.е. расчет начинался после того, как исчез газовый протопланетный диск. Начальный радиус орбиты планеты подбирался в каждом расчете так, чтобы к настоящему моменту (возраст звезды 4.6×10^9 лет) планета мигрировала на орбиту 0.045 а.е. Во всех расчетах температура газа предполагалась равной 10^4 К. Параметры всех моделей приведены в табл. 1.

На рис. 1 показан процесс формирования щели между планетой и газовым тором. В соответствии с вязкой шкалой времени (29) щель формируется за несколько сотен лет. Ее ширина и значение плотности в пике главным образом определяют интенсивность обмена угловым моментом между планетой и газом (см. оценку (2)).

Результаты расчетов на финальный момент времени, для всех комбинаций параметров, приведены на рис. 2. Как видно, в окрестности планеты образуется щель, за которой поверхностная плотность возрастает до максимального значения и далее монотонно убывает. Таким образом, распределение вещества имеет вид тора. Ширина тора уменьшается с ростом α (с усилением турбулентности) и с увеличением показателя наклона β . В случае $\beta = 0$ ширина тора, если оценивать ее на половине высоты распределения плотности, составляет 1 а.е. для слабой турбулентности и 0.5 а.е. для сильной турбулентности. С ростом показателя наклона ширина тора уменьшается. Так, при $\alpha = 0.1$ и $\beta = 1.5$ тор имеет ширину примерно 0.1 а.е. Максимальное значение поверхностной плотности для сильной турбулентности пример-

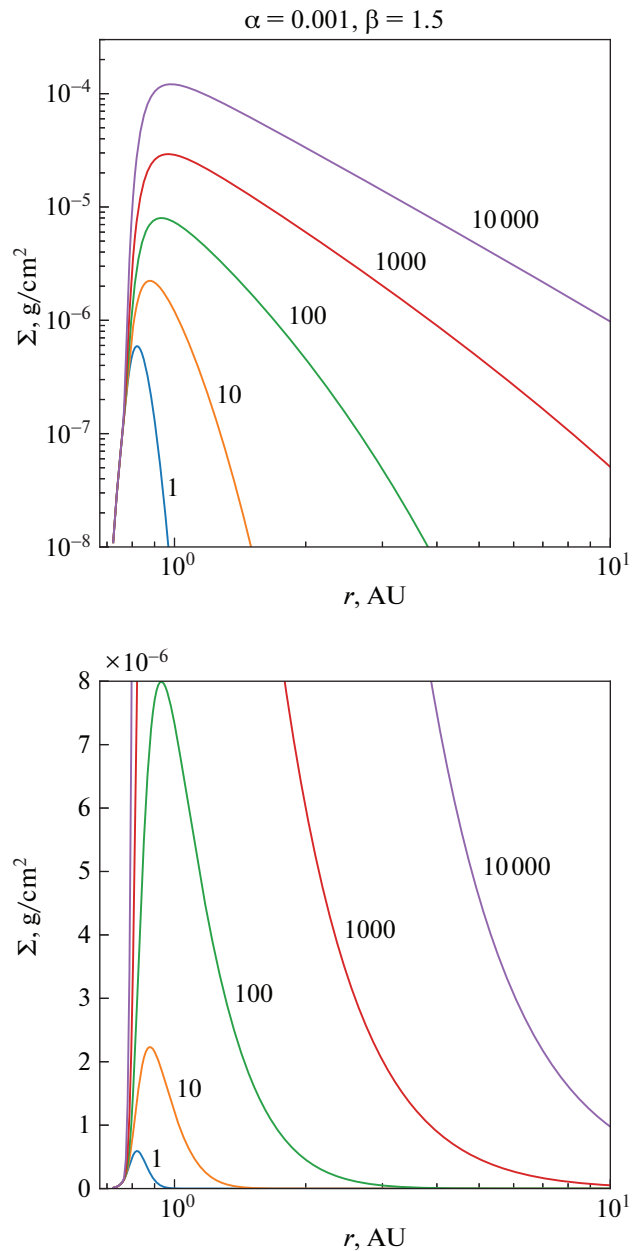


Рис. 1. Эволюция профиля поверхностной плотности на моменты времени 1, 10, 100, 1000 и 10 000 лет. Профили показаны в логарифмической шкале (верхний рисунок) и в линейной шкале (нижний рисунок). Планета расположена на орбите 0.6739 а.е. (нижний левый угол рисунка).

но в пять раз ниже, чем в случае слабой турбулентности. Ширина щели также уменьшается с ростом турбулентной вязкости. Это связано, по видимому, с тем, что больший коэффициент вязкости приводит к более сильной зависимости потока массы от градиента плотности. По этой причине внешняя область тора подвержена более сильному оттоку вещества, а щель закрывается быстрее.

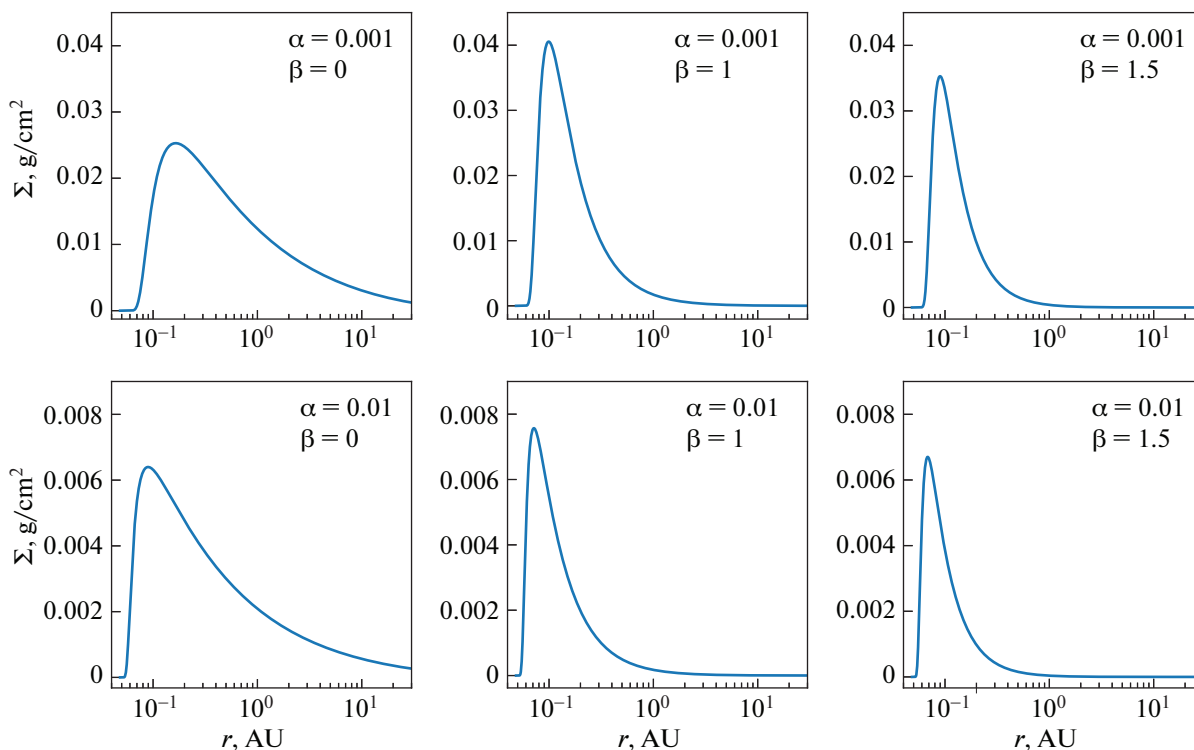


Рис. 2. Профили поверхностной плотности в торе на момент, когда орбита планеты мигрировала к радиусу 0.045 а.е. Все расчеты начинались с возраста звезды $t_{\text{ini}} = 10^7$ лет. Начальные орбиты планеты, в зависимости от параметров распределения вязкости, α и β , приведены в табл. 1.

Любопытно, что начальные радиусы орбиты планеты практически совпадают в тех расчетах, где $\beta \geq 1$, как для слабой, так и для сильной турбулентности. Это значит, что во всех этих случаях, несмотря на различие в распределении поверхностной плотности, темп обмена угловым моментом был одинаковым.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Ключевой элемент модели, представленной в данной работе, это предположение о том, что вещество, истекающее из атмосферы горячего юпитера, способно накапливаться на орбите вокруг звезды, вблизи орбиты планеты. В разделе 2 было показано, что одного лишь истечения атмосферы не достаточно для отвода углового момента — вызванная истечением “реактивная сила” оказывается слишком мала. Если же допустить, что газ может взаимодействовать с планетой долгое время, обмен угловым моментом будет заметным.

Накоплению вещества в торе способствуют два фактора. Во-первых, темп истечения растет по мере того, как планета приближается к звезде (см. (1) и [24]), а скорость миграции (24) пропорциональна темпу истечения. Во-вторых, избыточный угловой момент газа, который был приобре-

тен путем гравитационного воздействия планеты, диссипирует под действием турбулентной вязкости, и газ стремится заполнить щель. С другой стороны, турбулентность приводит к расплыванию диска и уменьшению его плотности. Сильнее всего на профиль плотности оказывает влияние интенсивность турбулентности α и показатель наклона закона вязкости β . Для реалистичных значений этих параметров ($\alpha = 0.01\text{--}0.001$, $\beta \geq 1$) оказалось, что за время с момента исчезновения протопланетного диска планета успевает мигрировать с орбиты примерно 0.67 а.е. до орбиты 0.045 а.е.

В нашей модели мы учли далеко не все факторы, которые могут повлиять на скорость миграции планеты. Например, на расстоянии от Солнца $a < 10 R_{\odot} \approx 0.046$ а.е. находится зона ускорения солнечного ветра излучением звезды [46]. Когда орбита горячего юпитера станет много меньше этого радиуса, звездный ветер может остановить движение внутренней границы тора, тем самым эффективно увеличивая щель и снижая темп обмена угловым моментом.

На низких орбитах вокруг звезды, где орбитальный период планеты становится меньше периода обращения звезды, их приливное взаимодействие приводит к диссипации орбитального углового момента [47], а следовательно, к более

быстрой миграции. Для звезд типа Т Тау период вращения составляет несколько дней [48], т.е. радиус орбиты должен быть меньше ~ 0.03 а.е. Период вращения современного Солнца составляет 24.5 дня, это радиус коротации примерно 0.16 а.е. Однако лишь на расстоянии около 0.03 а.е. характерное время приливной миграции становится меньше миллиарда лет для планеты с массой Юпитера. Кроме того, приливные эффекты могут напрямую влиять на скорость истечения атмосферы планеты. В работе [24] было показано, что на расстоянии 0.015 а.е. от звезды темп истечения может возрастать на порядок величины по сравнению с трендом (1).

Согласно общепринятым представлениям, по прошествии не более $10^6 - 10^7$ лет в газовом протопланетном диске формируются планетезимали [1]. Хотя газ, покидающий внешние слои атмосферы планеты, несколько обеднен тяжелыми элементами, по сравнению с солнечным составом [24], характерные времена, возникающие в нашей модели, достаточно велики для того, чтобы проявилась роль пыли как стока для газа, а также роль планетезималей как источника динамических возмущений.

Фотоиспарение считается одной из причин исчезновения газовых протопланетных дисков [49]. В этом случае вещество испытывает на себе действие экстремального ультрафиолета от звезды, находящейся на стадии классической Т Тельца. Поток ионизирующего излучения при этом часто оценивают как $L_{\text{XUV}} \sim (10^{-3} - 10^{-2})L_{\odot}$. Для современного Солнца соответствующий поток на три-четыре порядка меньше, но при этом мы в нашей постановке задачи располагаем гораздо большим временем для этого эффекта. Заметим, что согласно гидродинамическим расчетам фотоиспарение следует учитывать на расстояниях от звезды не ближе 2 а.е. [1]. В наших расчетах для $\beta \geq 1$ основная масса вещества в торе находится внутри этого радиуса, примерно на 0.1–1 а.е., поэтому для реалистичных параметров модели эффекта фотоиспарения может не быть.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Е.П. Курбатов и Д.В. Бисикало поддержаны грантом РФФ 18-12-00447. И.Ф. Шайхисламов поддержан грантом РФФИ 20-02-00520, а также грантом Минобрнауки 075-15-2020-780.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят В.В. Акимкина, Я.Н. Павлюченкова и Н.Н. Чугая за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *P. J. Armitage, Astrophysics of Planet Formation* (Cambridge University Press, 2009).
2. *S. H. Lubow and S. Ida, in Exoplanets*, edited by S. Seager (Univ. Arizona Press, 2009).
3. *P. Goldreich and S. Tremaine, Astrophys. J.* **241**, 425 (1980).
4. *P. Artymowicz, Astrophys. J.* **419**, 155 (1993).
5. *D. N. C. Lin and J. Papaloizou, Astrophys. J.* **309**, 846 (1986).
6. *S. Nayakshin and G. Lodato, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **426**, 70 (2012).
7. *F. S. Masset and J. C. B. Papaloizou, Astrophys. J.* **588**, 494 (2003).
8. *K. E. Haisch, Jr., E. A. Lada, and C. J. Lada, Astrophys. J.* **553**, L153 (2001).
9. *P. J. Armitage, arXiv:1509.06382 astro-ph.SR.* (2015).
10. *E. Podlowska-Gaca, J. C. B. Papaloizou, and E. Szuszkiewicz, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **421**, 1736 (2012).
11. *L. Tu, C. P. Johnstone, M. Güdel, and H. Lammer, Astron. and Astrophys.* **577**, id. L3 (2015).
12. *D. Bisikalo, P. Kaygorodov, D. Ionov, V. Shematovich, H. Lammer, and L. Fossati, Astrophys. J.* **764**, id. 19 (2013).
13. *A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **475**, 605 (2018).
14. *A. A. Cherenkov, I. F. Shaikhislamov, D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, L. Fossati, and C. Möstl, Astron. Rep.* **63**, 94 (2019).
15. *A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo, Astron. Rep.* **63**, 550 (2019).
16. *A. G. Zhilkin, D. V. Bisikalo, and P. V. Kaygorodov, Astron. Rep.*, **64**, 159 (2020).
17. *A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and P. V. Kaygorodov, Astron. Rep.* **58**, 679 (2014).
18. *T. Matsakos, A. Uribe, and A. Königl, Astron. and Astrophys.* **578**, id. A6 (2015).
19. *M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, M. S. Rumenskikh, K. G. Kislyakova, and N. K. Dwivedi, Astrophys. J.* **885**, id. 67 (2019).
20. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, and M. S. Rumenskikh, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **491**, 3435 (2020).
21. *A. Debrecht, J. Carroll-Nellenback, A. Frank, E. G. Blackman, L. Fossati, J. McCann, and R. Murray-Clay, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **493**, 1292 (2020).
22. *H. Lammer, F. Selsis, I. Ribas, E. F. Guinan, S. J. Bauer, and W. W. Weiss, Astrophys. J.* **598**, L121 (2003).
23. *S. H. Gross, J. Atmospher. Sci.* **29**, 214 (1972).
24. *A. García Muñoz, Planet. Space Sci.* **55**, 1426 (2007).
25. *K. J. Zahnle and J. C. G. Walker, Rev. Geophys. and Space Phys.* **20**, 280 (1982).
26. *A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J. M. Désert, G. E. Ballester, R. Ferlet, G. Hébrard, and M. Mayor, Astrophys. J.* **676**, L57 (2008).

27. Д. В. Бисикало, П. В. Кайгородов, Д. Е. Ионов, В. И. Шематович, *Астрон. журн.* **90**, 779 (2013).
28. N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, *Astron. and Astrophys.* **24**, 337 (1973).
29. M. R. Bate, S. H. Lubow, G. I. Ogilvie, and K. A. Miller, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **341**, 213 (2003).
30. T. T. Koskinen, R. V. Yelle, P. Lavvas, and N. K. Lewis, *Astrophys. J.* **723**, 116 (2010).
31. K. M. Flaherty, A. M. Hughes, S. C. Rose, J. B. Simon, et al., **843**, id. 150 (2017).
32. K. M. Flaherty, A. M. Hughes, R. Teague, J. B. Simon, S. M. Andrews, and D. J. Wilner, *Astrophys. J.* **856**, id. 117 (2018).
33. J. E. Pringle, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **19**, 137 (1981).
34. А. С. Монин, А. М. Яглом, *Статистическая гидромеханика. Механика турбулентности. Часть 1* (М.: Наука, 1965).
35. А. С. Монин, А. М. Яглом, *Статистическая гидромеханика. Механика турбулентности. Часть 2* (М.: Наука, 1967).
36. J. C. B. Papaloizou and C. Terquem, *Rep. Prog. Phys.* **69**(1), 119 (2006).
37. G. Lesur and J. C. B. Papaloizou, *Astron. and Astrophys.* **513**, id. A60 (2010).
38. S. Kumar and C. S. Coleman, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **260**, 323 (1993).
39. Е. П. Курбатов, Д. В. Бисикало, П. В. Кайгородов, *Успехи физ. наук* **184**, 851 (2014).
40. Е. П. Курбатов, Д. В. Бисикало, *Астрон. журн.* **94**, 477 (2017).
41. Y. Nakao and S. Kato, *Publ. Astron. Soc. Japan* **47**, 451 (1995).
42. W. Rodi and D. B. Spalding, *Waerme und Stoffuebertragung* **3**(2), 85 (1970).
43. L. F. Shampine and M. W. Reichelt, *Siam J. Sci. Compute* **18**, 1 (1997).
44. P. Virtanen, R. Gommers, T. E. Oliphant, M. Haberland, et al., *Nature Methods* **17**, 261 (2020).
45. N. Shakura, *Accretion Flows in Astrophysics* (Springer, 2018).
46. G. L. Withbroe, *Astrophys. J.* **325**, 442 (1988).
47. B. Jackson, R. Greenberg, and R. Barnes, *Astrophys. J.* **678**, 1396 (2008).
48. C. J. Clarke and J. Bouvier, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **319**, 457 (2000).
49. R. D. Alexander, C. J. Clarke, and J. E. Pringle, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **369**, 216 (2006).

УДК 524.338.5

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ ВОДОРОДА В СПЕКТРЕ UX Ori В ЯРКОМ СОСТОЯНИИ И ВО ВРЕМЯ ЗАТМЕНИЙ

© 2020 г. Л. В. Тамбовцева^{1,*}, В. П. Гринин^{1,2,**}, Д. В. Дмитриев^{1,***}

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

² Астрономический институт им. В.В. Соболева, Санкт-Петербургский государственный университет, Петродворец, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: lvtamb@mail.ru

**E-mail: grinin@gao.spb.ru

***E-mail: dmitrievdv242@gmail.com

Поступила в редакцию 07.06.2020 г.

После доработки 26.07.2020 г.

Принята к публикации 30.07.2020 г.

Выполнено моделирование водородного спектра звезды типа UX Ori в ярком состоянии и во время затмения непрозрачным пылевым фрагментом собственного протопланетного диска. В качестве основного источника эмиссионного спектра рассматривается дисковый ветер. Учитывается также излучение, образующееся в магнитосфере звезды. Показано, что вариации профиля линии H α при затмениях чувствительным образом зависят от угла раствора ветра. В моделях с большим углом раствора эмиссионная линия в минимуме блеска становится одиночной, асимметричной и смещается в красную сторону, что противоречит наблюдениям, проведенным в 1992 г. во время глубокого минимума блеска UX Ori, когда асимметричная двухпиковая эмиссия превратилась в асимметричную одиночную и практически несмещенную. Это указывает на то, что вклад в эмиссионный спектр дает еще один источник, который не закрывается непрозрачным экраном в моменты затмений. В качестве возможных вариантов рассмотрены: а) рассеянное излучение гипотетического пылевого гало в полярной области диска и б) периферийные слои газовой атмосферы диска, являющиеся источником фотоиспаряющегося ветра. Для прояснения ситуации необходимы новые высококачественные наблюдения спектров звезд этого типа в глубоких минимумах блеска.

DOI: 10.31857/S0004629920120142

1. ВВЕДЕНИЕ

Молодые звезды типа UX Ori (UXOR) изучаются уже длительное время с помощью фотометрических, спектроскопических и поляриметрических наблюдений (см., напр., [1, 2] и ссылки в них). В последнее время к ним добавились также интерферометрические исследования [3–5]. Повышенный интерес к этому подклассу молодых звезд вызван тем, что они видны почти “с ребра”: из-за небольшого угла между плоскостью диска и лучом зрения эти звезды можно наблюдать через пылевую атмосферу их дисков. Таким образом, исследование этих звезд позволяет получать важную информацию как о самых внутренних газовых областях (≤ 0.1 а.е.), включающих области аккрецирующего на звезду вещества и области истечения в виде ветров различного типа, так и о более внешних областях дисков, содержащих области образования планетозималей и протопланет.

К этому подклассу звезд относятся молодые звезды промежуточной массы Ae Хербига и малой массы типа Т Гельца. Недавно было найдено, что проэволюционировавшие молодые звезды, еще не достигшие Главной последовательности (ГП), тоже демонстрируют свойства, характерные для звезд типа UX Ori, в частности, звезда RZ Psc [6]. Таким образом, найдена эволюционная цепочка между молодыми звездами до ГП и звездами ГП, которая позволяет изучать детально геометрическую и физическую структуру излучающих областей звезд на пути к Главной последовательности.

Несмотря на большой прогресс в изучении звезд типа UX Ori, мы еще далеки от понимания, какие физические процессы определяют состояние самых внутренних газовых областей вблизи звезды, пока еще не разрешенных с помощью телескопов. Эти области можно изучать, моделируя их эмиссионные спектры. Линии водорода отвечают этой задаче, так как они являются наиболее

информативными, формируясь в довольно обширной области вокруг звезды, начиная от ее поверхности до области за радиусом сублимации пыли. Однако тот факт, что мы видим звезду и ее окружение через газо-пылевой диск, значительно усложняет моделирование эмиссионных линий. Профили линий являются переменными как по форме, так и по интенсивности из-за переменности темпа аккреции вещества в диске, эффектов экранирования проходящими газо-пылевыми облаками или сгустками пыли через луч зрения, неоднородной пылевой структурой дискового ветра на луче зрения и неоднородностью самого диска.

Часто для оценки темпа аккреции на звезду используются такие линии водорода, как $H\alpha$ и $H\gamma$ (см., напр., [7, 8]). Обычно при этом предполагается, что излучение в линии образуется преимущественно в области магнитосферной аккреции. Так, обычно определяется темп аккреции вещества на звезды типа Т Тельца (ТТС), это же предположение делается и для звезд Ae Хербига. Однако быстро вращающиеся звезды Ae Хербига имеют очень компактную магнитосферу (радиус коротации достигает $(1.5-2)R_*$). Мы сделали такое заключение по результатам моделирования профилей Бальмеровских линий у звезд AeVe Хербига (НАЕВЕ) [9, 10]. Вывод о компактности магнитосфер звезд Хербига был также сделан Каули и Джонс-Круллом [11] при изучении морфологии профилей линий $He\ I\ \lambda 10830\text{\AA}$. Известно также, что звезды AeVe Хербига имеют слабые магнитные поля [12–14]. Предполагая, что все излучение в линии водорода у звезд Хербига образуется в такой малой по объему области, можно сильно переоценить темп аккреции вещества на звезду.

Поскольку предыдущее моделирование линий водорода в спектрах звезд типа UX Ori было сделано либо с учетом только дисковой [9] или магнитосферной [8, 15] аккреции, или с учетом дисковой аккреции и упрощенной модели дискового ветра [10], мы поставили целью определить вклад излучения от аккреции и дискового ветра в линиях водорода серии Бальмера, используя полученные ранее и новые данные наблюдений, а также усовершенствованный алгоритм расчетов профилей линий и современные данные об углах, под которыми видны звезды типа UX Ori. Для детального исследования выбрана звезда UX Ori, давшая название всему подклассу. Это единственная звезда, у которой получен спектр высокого разрешения в глубоком минимуме блеска [16]. Поставлена также задача рассчитать профили этих же линий во время затмения звезд пылевым экраном, роль которого может играть как газо-пылевое облако, так и внутреннее утолщение стенки диска на уровне радиуса сублимации и запылен-

ный дисковый ветер. Моделирование эмиссионного спектра во время затмений позволит изучить в деталях не только структуру излучающих областей вокруг молодой звезды, но также и свойства самого затмевающего объекта.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 дано описание моделей излучающих областей, использованных в работе, и их параметры, в разделе 3 приведены результаты вычислений профилей линий для моделей магнитосферной аккреции и дискового ветра как в ярком состоянии, так и во время затмений. В разделе 4 обсуждены полученные результаты и сделаны выводы. В Приложении мы представили дополнительный материал.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ

В настоящей работе мы выполнили не-ЛТР моделирование эмиссионных линий водорода $H\alpha$, $H\beta$ и $H\gamma$ для звезды Ae Хербига UX Ori. Приняты следующие параметры звезды: $M_* = 3 M_\odot$, $R_* = 2.7 R_\odot$, $T_{\text{eff}} = 9500\text{ K}$, $\lg g = 4$. В нашем моделировании мы используем модели Куруча с $T_{\text{eff}} = 9500\text{ K}$ и $\lg g = 4$ [17]. Расчеты сделаны для углов наклона $i = 60, 70$ и 80° ($i = 0$ означает вид с полюса).

Наиболее детальное исследование выполнено для самой интенсивной линии водорода $H\alpha$. При расчете профилей линий рассматривались следующие излучающие области:

- (1) область аккреции вещества на звезду в двух приближениях — классической магнитосферной аккреции (СМА), как у ТТС [18, 19], и в виде дисковой аккреции (МА) [9, 10, 20];
- (2) область магнито-центробежного дискового ветра [21–24].

Профили линий рассчитывались как отдельно для каждой области, так и вместе в гибридных моделях “аккреция плюс дисковый ветер”. Такой подход позволяет определить вклад каждой области в излучение линии и совместный эффект. Поскольку и аккреционные модели, и модели дискового ветра содержат много параметров, есть вероятность, что воспроизвести наблюдаемые профили линий можно в рамках разных моделей. Для того, чтобы быть уверенными в достоверности результатов, мы руководствовались многочисленными наблюдениями рассматриваемых эмиссионных линий, которые давали нам ограничения на параметры, либо требованиями теории. Лишь некоторые из параметров являются свободными. Эти случаи специально оговорены в описании моделей, а также обсуждены их физический смысл и влияние на профили линий.

Одной из главных задач данной работы является моделирование профилей линий во время

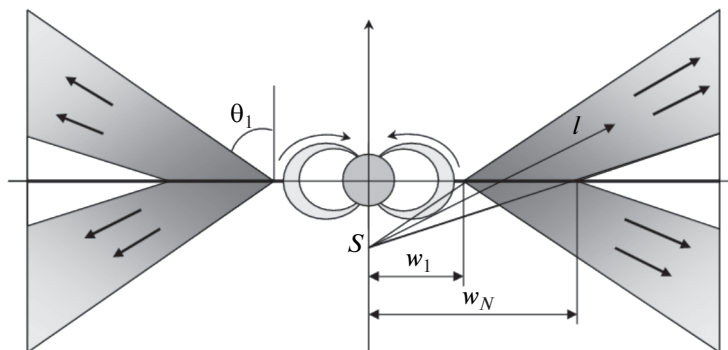


Рис. 1. Геометрия излучающих областей: магнитосферной аккреции и дискового ветра. Дано не в масштабе.

затмений системы либо газо-пылевыми фрагментами, либо газо-пылевой вспученной стенкой аккреционного диска и запыленным дисковым ветром. Ниже мы даем более подробное описание условий в каждой из излучающих областей и метод расчета профилей линий.

2.1. Дисковый ветер

Модель дискового ветра основана на теории магнитно-центробежных дисковых ветров, разработанной для аккреционных дисков вокруг черных дыр Блэндфордом и Пейном [21]. Авторами был рассмотрен аккреционный диск, пронизанный крупномасштабным магнитным полем. Магнитное поле инициирует истечение газа вдоль магнитных силовых линий с помощью центробежной силы; для этого линии поля должны быть наклонены к плоскости диска на определенный угол, который определяется из решения магнитогидродинамических (МГД) уравнений. Вместе с ионизованным газом вдоль силовых линий поднимается и нейтральный газ. Таким образом, поднимающийся с поверхности диска дисковый ветер нагревается в результате амбиполярной диффузии. Поднимающийся газ ускоряется до Алфвеновских скоростей, а его самая быстрая составляющая коллимирует в джет. Магнитно-центробежный дисковый ветер уносит избыток углового момента аккрецирующего вещества. Эта схема работает и в аккреционных дисках вокруг молодых звезд. Многочисленные исследования дискового ветра у звезд малой массы типа Т Тельца выполнены в работах [22–27] (см. также ссылки в них). Наблюдения джетов у TTS говорят в пользу моделей протяженных ветров, образующихся с помощью центробежной силы [28].

Куросава и др. [29] предложили использовать так называемый метод параметризации, который позволяет получить распределение плотности вещества в ветре, близкое к тому, которое получается из решений МГД уравнений. Мы применили этот же подход для звезд НАЕВЕ. Принципиаль-

ная схема дискового ветра показана на рис. 1. Вся зона ветра разбивается на линии тока, для которых задаются полоидальный $v(l)$ и тангенциальный $u(w)$ компоненты скорости газа и решается уравнение неразрывности. Главные параметры модели следующие: область запуска дискового ветра с поверхности диска с цилиндрическими радиусами w_1 и w_N , θ_1 — половинный угол раскрытия ветра, а именно, угол между первой линией тока и вертикальной осью. Принято, что газ ускоряется от начальной скорости v_0 , равной скорости звука, до терминальной скорости $v_\infty = fu_K(w_i)$, где $u_K(w_i) = (GM_*/w_i)^{1/2}$ — кеплеровская скорость в точке $w(i)$ в основании i -й линии тока, f — масштабный множитель, G — гравитационная постоянная, и M_* — масса звезды. В зоне, прилегающей к поверхности диска, температура газа (4000–5000 К) недостаточна для реализации рассматриваемых переходов. Эта зона имеет переменную толщину h ($h = h_0 R_*$, где $h_0 \ll 1$, а R_* — радиус звезды). Выше этой зоны температура газа выходит на плато ($\sim 10\,000$ К) и далее не меняется в ветре [30, 31]. В алгоритм включена зона твердотельного вращения ветра, благодаря которой дисковый ветер выносит избыток углового момента [32]. Параметрами модели также являются: темп потери массы \dot{M}_w , параметр γ , характеризующий эффективность распределения вещества среди линий тока, и параметр ускорения β , в зависимости от которого терминальная скорость достигается быстрее или медленнее с расстоянием от звезды. Принято, что диск непрозрачен для излучения за радиусом сублимации пыли. Подробно алгоритм вычислений описан и проиллюстрирован в нашей работе [33].

2.2. Магнитосферная аккреция

Винк и др. [34, 35], Моттрам и др. [36] и Аббакар и др. [37] показали, что звезды Ae Хербига и

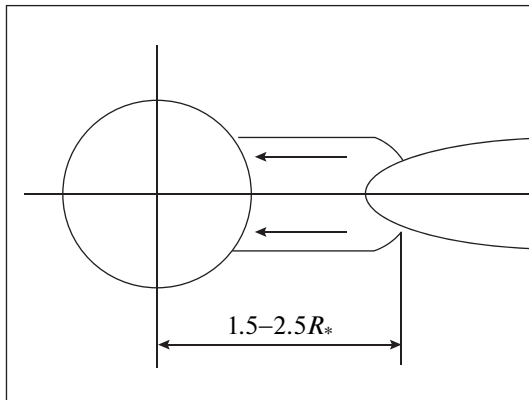


Рис. 2. Геометрия дисковой магнитосферной аккреции. Дано не в масштабе.

поздних Ве спектральных классов могут аккрецировать вещество таким же образом, как и звезды типа Т Тельца. Поэтому мы допускаем, что у звезды UX Ori может иметь место магнитосферная аккреция. Однако мы должны учитывать наличие слабого магнитного поля и быстрого вращения у звезд НАЕВЕ (в частности, около 150 км/с на экваторе у UX Ori [38]), приводящих к другой конфигурации магнитосферы, компактной и дискообразной [9–11]. К сожалению, вопрос о собственном магнитном поле звезд Хербига открыт и, судя по результатам исследований, его величина много меньше, чем у ТТС [12–14]. Поэтому можно предположить, что аккрецирующее вещество будет доставляться не в полярные области, как это имеет место при достаточно сильном дипольном магнитном поле у звезд типа Т Тельца, а к умеренным широтам, ближе к экватору. Мы называем эту область зоной дисковой аккреции. На рис. 2 показана ее геометрическая схема. Параметрами модели являются толщина слоя, радиус коротации и темп аккреции. В зоне дисковой аккреции газ падает на звезду под действием силы тяжести, скорость вращения газа определяется степенным законом и меняется от скорости вращения диска в зоне радиуса коротации до заданной скорости на поверхности звезды (см. ниже). Температура газа уменьшается по степенному закону от максимального значения у поверхности звезды (параметр задачи) до внешней границы зоны (радиуса коротации). Кинематика и перенос излучения для данного типа модели аккреции описаны в работах [9, 10], а влияние температурного режима и параметров модели на профили водородных линий серий Бальмера, Пашена и Бреккета для звезд НАЕВЕ детально исследовано в работе [20].

Для сравнения мы рассчитали также профили линий водорода, следуя классическому варианту магнитосферной аккреции. Мы использовали

наш собственный численный код, основанный на работах [18, 19], и адаптировали его к быстро вращающейся звезде UX Ori. Так же, как и для ТТС, зона аккреции находится между внутренним и внешним радиусами магнитосферы, температура газа с расстоянием от звезды вычисляется из решения теплового баланса. Детально алгоритм расчетов кинематики и теплового баланса описан в работе [39]. В Приложении дана схема модели и графики, демонстрирующие поведение температуры газа в зависимости от расстояния до звезды и результирующие профили линий H α .

2.3. Роль пыли в формировании эмиссионного спектра. Затмения

Околосветная пыль играет определяющую роль во всех явлениях, наблюдаемых у звезд типа UX Ori: в фотометрической активности, поведении линейной поляризации, показателей цвета, а также в формировании эмиссионных спектров (см. обзор [40] и ссылки в нем). Поскольку главные признаки UXOR вызываются переменной околосветной экстинкцией, важно исследовать более детально причину ее переменности. Моделирование эмиссионных спектров во время затмений звезды типа UX Ori позволяет получить двойной результат: одновременно исследуются структура и физическая природа самого затмевающего тела по его влиянию на интенсивность и форму профилей линий и физические свойства и структура областей, подвергнутых затмению.

Как известно, для звезд НАЕВЕ была предложена модель диска с утолщением в зоне испарения пыли, так называемый *puffed up inner rim* (см. [41], а также обзор [42] и ссылки в нем). Свойства и геометрия пылевого экрана у дисков молодых звезд и влияние на линейную поляризацию и блеск во время затмений таким экраном у звезд UXOR были недавно рассмотрены в работах Шульмана и Гринина [43, 44]. Они показали, что влияние крупномасштабных возмущений на фотометрическую и поляриметрическую переменность звезд может быть существенным и согласуется с результатами наблюдений продолжительных затмений звезд типа UX Ori. Тот факт, что для объяснения наблюдавшихся затмений необходимы большие по высоте возмущения в диске, позволяет предположить, что образование таких возмущений может быть связано либо с формированием циклонических вихрей, способных поднять пыль над плоскостью диска (см., напр., [45, 46]), либо с азимутально структурированным запыленным дисковым ветром [47]. Также возможен еще один механизм образования возмущений. Тернер и др. [48] показали, что заряженные мелкие пылинки, взаимодействуя с магнитным полем диска, могут высоко подниматься над его поверхностью. Магнитное поле диска может быть

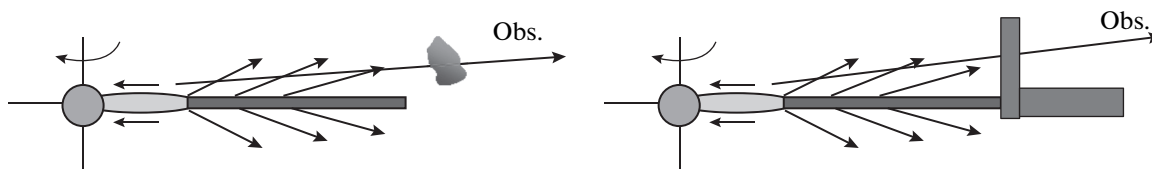


Рис. 3. Схема затмения непрозрачным газо-пылевым фрагментом, пересекающим луч зрения (слева) и непрозрачным газо-пылевым экраном (справа).

неоднородно из-за магнитно-ротационной неустойчивости и ряда других возможных причин.

В недавней работе [49] изучалась проблема появления 0.1–1 мкм кристаллической силикатной пыли в поверхностных слоях протопланетных дисков всех объектов от коричневых карликов до звезд AeVe Хербига. Их расчеты показывают, что эта пыль может выноситься гидромагнитными дисковыми ветрами (например, X-ветром [50, 51]) или магнито-центробежным ветром [21]) вверх над поверхностью диска, и затем эта пыль возвращается в диск на больших расстояниях от звезды.

Таким образом, образование пылевых структур, экранирующих звезды во время затмения, может быть вызвано различными механизмами. Это может быть дисковый ветер, поднимающий пыль над диском; запыленный ветер неоднороден и имеет значительные флуктуации плотности, которые условно называют газо-пылевыми облаками. Кроме того, поднятая с поверхности дисков пыль может возвращаться обратно к поверхности диска.

В данной работе мы промоделировали затмение двух типов: затмение непрозрачным транзитным газо-пылевым облаком и непрозрачным газо-пылевым экраном. В обоих случаях экраны находились на расстоянии 0.5 а.е. (около $40 R_*$ для UX Ori). Облако пересекает луч зрения, закрывая попеременно определенные участки дискового ветра, зоны аккреции и звезды, находясь на определенной высоте над поверхностью диска. Во втором случае мы постепенно поднимаем над поверхностью диска непрозрачный экран до высоты, при которой профиль линии перестает меняться (глубокий минимум яркости). Схема затмений дана на рис. 3. При моделировании затмений мы рассматривали звезду как точечный источник излучения, так как расстояние, на которое мы помещаем экран, много больше радиуса звезды.

Для анализа результатов мы использовали имеющиеся у нас наблюдения звезд UXOR, как выполненные в КрАО [52], так и на Nordic Optical Telescope (NOT) [53]. Кроме того, мы использовали данные наблюдений, опубликованные в работе [54], и новые данные наблюдения, продемон-

стрированные на недавней конференции¹, посвященной исследованию звезд типа UX Ori [55]. Надо заметить, что мы не стремились точно воспроизводить профили водородных линий, поскольку они нестабильны. Нас больше интересовали закономерности в переменности профилей при различных условиях затмения.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Параметры моделей

Параметры моделей излучаемых областей приведены в табл. 1 (для дискового ветра) и табл. 2 (для дисковой аккреции). Таблица 3 содержит гибридные модели, представляющие комбинации моделей из табл. 1 и 2. В моделях дискового ветра приведены области запуска дискового ветра $w_1 - w_N$, половинный угол раскрытия дискового ветра θ_1 , отсчитываемый от вертикальной оси, и темп потери массы. Остальные параметры одинаковы для всех моделей. (1) Параметр, определяющий ускорение дискового ветра $\beta = 5$. Выбор такого значения объясняется следующими причинами: наблюдаемые профили самой сильной линии водорода H α постоянно показывают в нормальном состоянии двухпиковый профиль с глубокой абсорбцией на малых радиальных скоростях. Чтобы получить такой профиль, следует задать невысокий темп истечения вещества порядка $10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$, иначе эмиссия “зальет” центральный провал на профиле линии. Однако при таком темпе истечения вещества трудно получить наблюдаемую над континуумом интенсивность линии. Параметр ускорения β позволяет регулировать скорость ускоряющегося газа: при значении $\beta = 5$ плотность газа достаточна, чтобы, во-первых, образовать профиль линии H α нужной интенсивности и, во-вторых, получить у теоретического профиля наблюдаемые крылья, т.е., чтобы наблюдаемая терминальная скорость v_{∞} тоже была достигнута. (2) Масштабный фактор f в соотношении $v_{\infty} = f u_K(w_i)$ меняется от 3 для первых линий тока до 1 для самых удаленных [33]. (3) Па-

¹ The second international Workshop “UX Ori type stars and related topics”, <http://www.uxor.ru>

Таблица 1. Параметры моделей дискового ветра

Модель	$\omega_1 - \omega_N, R_*$	$\theta_1, ^\circ$	$\dot{M}_w, M_\odot \text{ yr}^{-1}$
DW1	2–3.5	30	2×10^{-9}
DW2	2–11	45	2×10^{-9}
DW3	2–15	60	2×10^{-9}
DW4	3–20	60	5×10^{-9}
DW5	2–8	70	2×10^{-9}
DW6	2–6	30	1×10^{-9}

Таблица 2. Параметры моделей дисковой аккреции

Модель	$T, \text{ K}$	r_c, R_*	$\dot{M}_{acc}, M_\odot \text{ yr}^{-1}$
MA1	8000	1.5	1×10^{-8}
MA2	8000	2	1×10^{-8}
MA3	10000	2	1×10^{-8}

Таблица 3. Гибридные модели

Модель	DW + MA
1	DW1 + MA1
2	DW2 + MA1
3	DW3 + MA1
4	DW4 + MA1
5	DW5 + MA1
6	DW2 + MA2
7	DW6 + MA3

параметр эффективности загрузки вещества на линии тока $\gamma = 3$ для всех моделей “распределяет” вещество примерно в одинаковых пропорциях между линиями тока. Следуя [30], температура газа в ветре (кроме узкой зоны вблизи поверхности диска) принята равной 10000 K.

Модели дисковой аккреции в табл. 2 различаются радиусами коротации и начальной температурой газа у поверхности звезды. Во всех моделях температура газа уменьшается с ростом цилиндрического радиуса по степенному закону с показателем $-1/3$. Полутолщина магнитосферы составляет $0.75 R_*$. Чтобы избежать твердотельного вращения магнитосферы, мы принимаем, что скорость вращения газа подчиняется закону

$$u(r) = U_*(r/R_*)^p, \quad (1)$$

где r – расстояние от звезды, p – параметр, U_* – скорость вращения звезды в той точке, где газ достигает ее поверхности. Мы принимаем ее значение равным 70 км/с, т.е., другими словами, газ попадает на звезду между полюсом и экватором.

Как уже говорилось, радиальный (полоидальный) компонент скорости газа определяется из решения уравнения движения под действием силы тяжести. В моделях MA1 и MA2 расчет населенностей атомных уровней контролируется как излучением звезды, так и электронными ударами; в модели MA3 – только электронными ударами (см. детали в [20]).

Для обеих излучающих областей выполнены не-ЛТР расчеты водородного газа. Была учтена различная геометрия области магнитосферы и дискового ветра и, следовательно, использованы соответствующие уравнения неразрывности. Радиационные члены в уравнениях стационарности, учитывающие дискретные переходы между атомными уровнями, вычислялись в приближении Соболева [56], а интенсивность излучения в частотах линии вычислялась путем точного интегрирования по всем пространственным координатам в предположении полного перераспределения по частоте в сопутствующей системе координат. Рассмотрено 15 атомных уровней и континуум. Алгоритм вычислений детально описан в работе [33].

3.2. Профили линий в ярком состоянии звезды

В этом разделе представлены результаты расчетов профилей первых трех линий серии Бальмера для звезды UX Ori в ярком состоянии. Для большей наглядности показаны профили линии, рассчитанные отдельно для зоны аккреции и дискового ветра и для гибридных моделей. На рис. 4 представлены профили линий H α (а), H β (б) и H γ (в) в моделях магнитосферной аккреции MA1 (верхняя панель) и MA2 (нижняя панель). Поскольку угол, под которым наблюдатель смотрит на звезду и диск, точно не определен, мы сделали расчеты для трех углов наклона: $i = 60^\circ$ (штриховая линия), 70° (сплошная линия) и 80° (пунктир).

На рис. 5 показаны профили линий H α , H β и H γ для гибридной модели 2. Отдельно показан вклад в общее излучение дисковой аккреции (пунктир) и дискового ветра (штриховая линия). Результирующий профиль представлен сплошной линией. Из рисунка видно, что главной областью формирования линий является область дискового ветра, несмотря на то, что темп истечения почти на порядок меньше темпа аккреции. Это происходит потому, что зона магнитосферной аккреции слишком мала, чтобы играть важную роль в формировании эмиссионной линии водорода, по крайней мере для линии H α . Тем не менее вкладом магнитосферной аккреции пренебрегать нельзя: поглощение на положительных радиальных скоростях уменьшает интенсивность “красного” пика и приближает профиль линии H α к наблюдаемому.

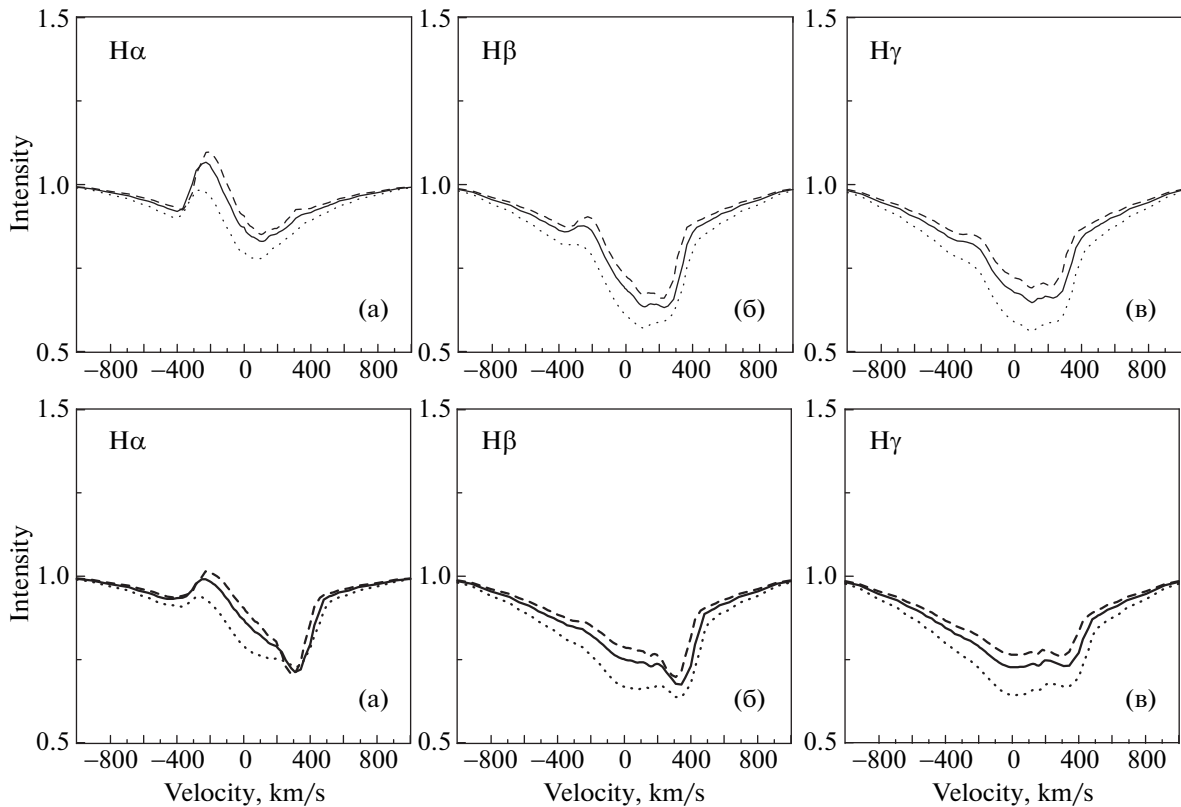


Рис. 4. Профили линий $H\alpha$ (а), $H\beta$ (б), $H\gamma$ (в) в моделях дисковой аккреции MA1 (верхняя панель) и MA2 (нижняя панель): $i = 60^\circ$ (штриховая линия), 70° (сплошная линия) и 80° (пунктир).

Еще один пример профилей бальмеровских линий в рамках гибридной модели 7 представлен на рис. 6. Здесь показаны только результирующие профили линий. Несмотря на другие параметры модели и магнитосферной аккреции, соотношение декрементов линий (интенсивностей $H\alpha/H\beta/H\gamma$) примерно одинаковы с моделью 2, хотя форма линий отличается в правом крыле за счет того, что темп потери массы меньше, чем в модели 2 и поэтому “прослеживается” влияние аккреции.

3.3. Профили линий во время затмения

В этом разделе мы представляем результаты моделирования профилей линии $H\alpha$ во время затмений звезды и ее ближайшего окружения непрозрачным пылевым экраном и проходящим газо-пылевым облаком (рис. 3).

3.3.1. Затмение непрозрачным пылевым экраном. Понятно, что в протопланетном диске постоянно идет преобразование пылевой структуры, так как планетная система еще не сформировалась, сам диск крайне неоднородный, и моделирование в приближении дисковой симметрии является упрощением задачи. Но, не зная точно структуру и состав пыли, распределение по

размерам и ее динамику, надо начинать исследование с упрощенной схемы. Поэтому мы рассматриваем ситуацию, когда на радиусе сублимации от поверхности диска поднимается непрозрачный экран. Поскольку наблюдатель видит систему в верхней полуплоскости (угол зрения меньше 90°), мы помещаем экран на плоскость диска и постепенно увеличиваем его высоту, каждый раз считая профиль линии $H\alpha$, самой сильной эмиссионной линии в спектре UX Ori. Высота экрана увеличивается до тех пор, пока профиль линии не перестает меняться. Это означает, что достигнута такая область дискового ветра, в которой плотность вещества становится слишком малой, чтобы влиять на профиль. Поскольку радиус сублимации находится примерно на расстоянии 0.5 a.e. от звезды ($\sim 40R_*$), то можно пренебречь краевыми эффектами и принять экран плоским. Надо отметить, что когда экран, поднимаясь, экранирует звезду, он экранирует и нижнюю полусферу системы. В результате наблюдатель видит только содержимое верхней полусферы.

Мы выбрали модели дискового ветра (DW1–DW5), у которых половинный угол раскрытия увеличивается от модели DW1 к модели DW5 от 30° до 70° , и рассчитали профили линий $H\alpha$ сов-

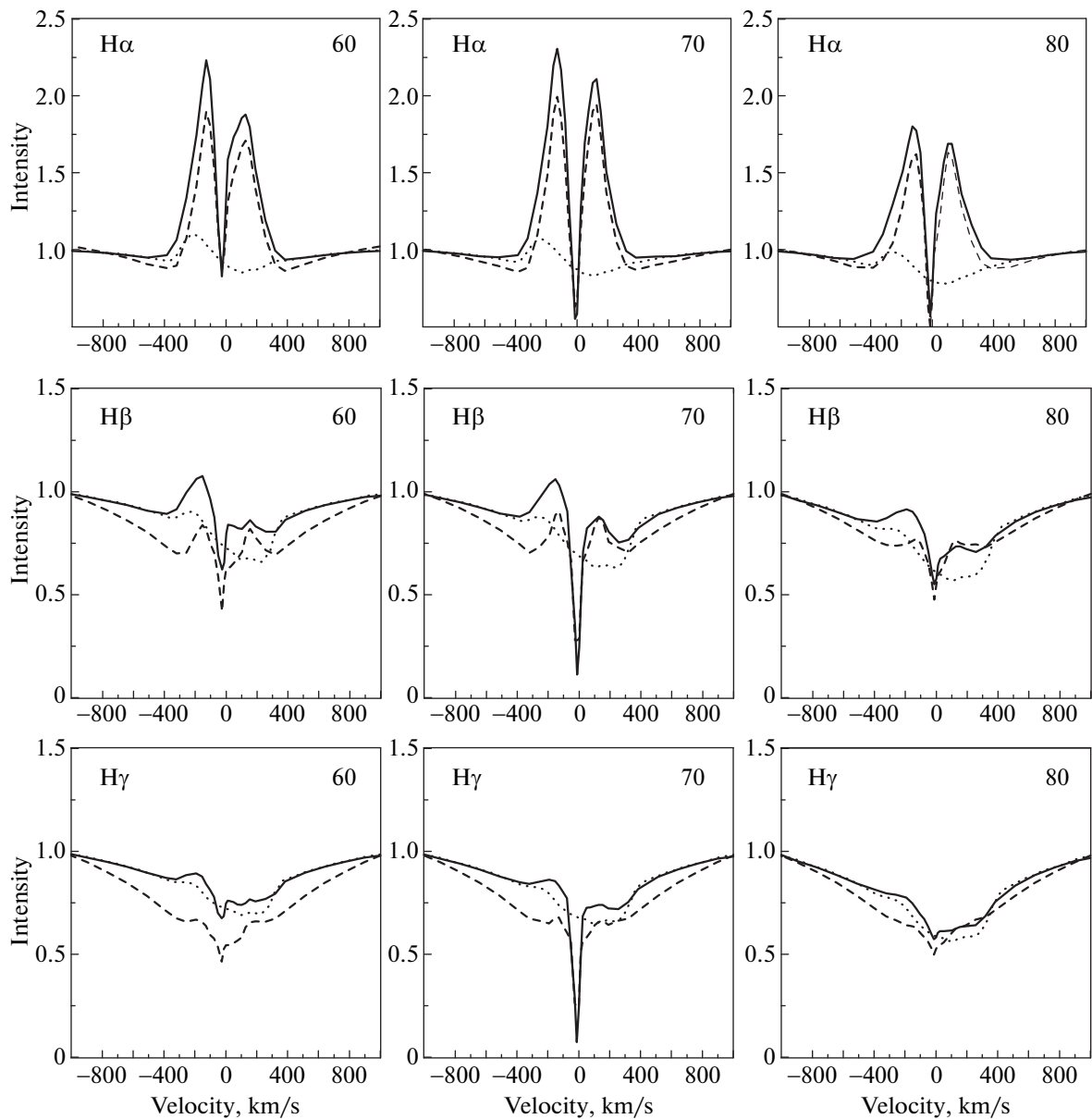


Рис. 5. Профили линий $H\alpha$, $H\beta$ и $H\gamma$ в модели 2, состоящей из дискового ветра DW2 и дисковой аккреции MA1: вклад магнитосферной аккреции в общее излучение линий представлен пунктиром, дискового ветра – штриховой линией, результирующий профиль – сплошной линией.

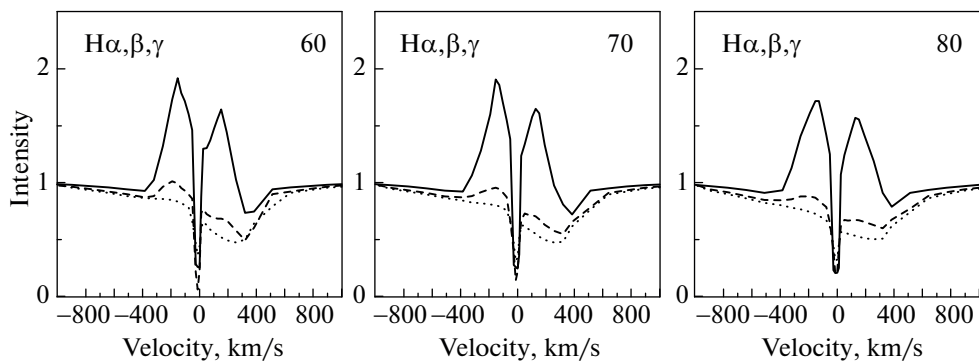


Рис. 6. Профили линий $H\alpha$ (сплошная линия), $H\beta$ (штриховая линия) и $H\gamma$ (пунктир) в модели 7, состоящей из дисковой аккреции MA3 и дискового ветра DW6. Отмечены углы наклона $i = 60^\circ$, 70° и 80° .

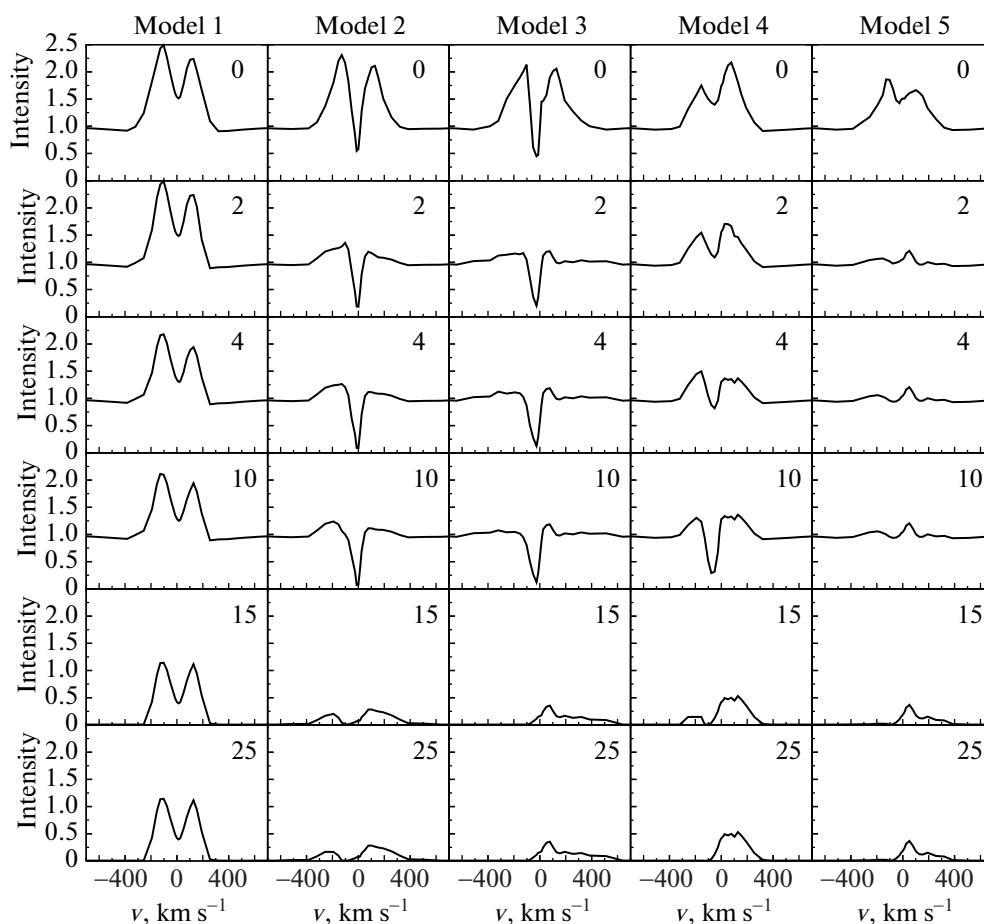


Рис. 7. Изменение профилей линии $H\alpha$ во время затмения непрозрачным пылевым экраном в моделях 1–5. Цифры на графиках означают высоту экрана, выраженную в радиусах звезды. “0” соответствует незатменному профилю. Угол наклона равен 70° .

местно с моделью аккреции MA1 (гибридные модели 1–5 из табл. 3). На рис. 7 профили линий в рамках этих моделей вне затмений приведены на самой верхней панели с пометкой “0”. Рисунок 7 демонстрирует, как по мере увеличения высоты экрана меняется профиль линии $H\alpha$ во всех моделях. При высоте от 15 до $25 R_*$ наступает глубокий минимум, континуум звезды падает, так как экран закрывает полностью звезду, но все еще не закрывает обширную область дискового ветра, самые плотные слои которой вместе с областью аккреции закрыты, а внешние слои ветра формируют слабый эмиссионный профиль. Если перенормировать его на новый континуум, линия покажется более интенсивной, чем она наблюдалась в ярком состоянии звезды [16, 57, 58], однако это следствие нормировки. Из рисунка видно, что профиль линии $H\alpha$ в минимуме блеска для многих моделей становится одиночным, несимметричным и смещается в красную сторону. Это вызвано тем, что в первую очередь закрывается часть ветра, движущаяся к наблюдателю. Степень

асимметрии зависит от параметров модели и, прежде всего, от угла раскрытия ветра. Если этот угол мал, как, например, в моделях 1 и 2 ($\theta_1 = 30^\circ$ и 45° соответственно), то и в минимуме блеска профиль останется двухпиковым. Такое событие тоже наблюдалось недавно для звезды RR Tau, принадлежащей семейству типа UV Ori: интенсивность линии $H\alpha$ изменилась во время затмения, но ее профиль остался двухпиковым [55].

Таким образом, проведенное выше моделирование показало, что ни одна из рассмотренных моделей не объясняет трансформацию двухпикового профиля линии $H\alpha$ в ярком состоянии звезды в одиночный несмещенный профиль в минимуме блеска. Это означает, что существует еще один источник излучения в линии $H\alpha$, который дает одиночный профиль и который не закрывается экраном в момент затмения.

Источником излучения, обладающим такими свойствами, может быть пылевое гало в полярной области диска [3, 48, 59]. При рассеянии излучения на пыли в полярных областях и при больших

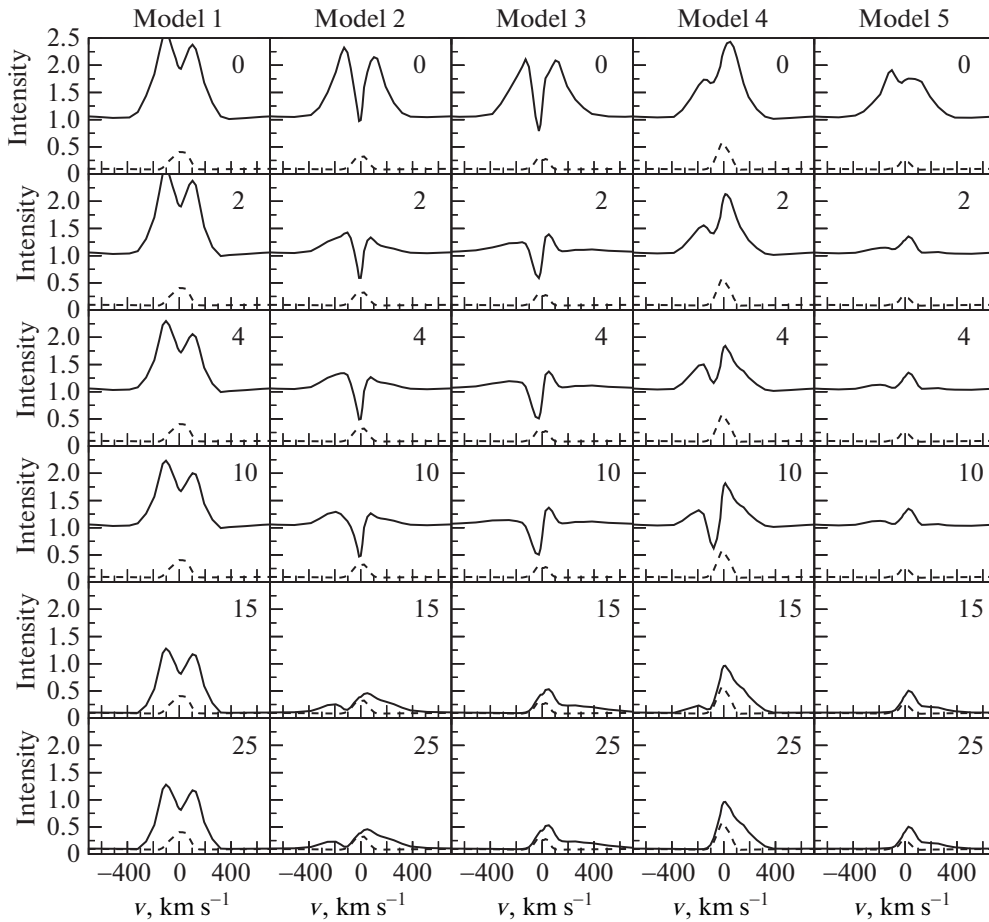


Рис. 8. То же самое, что на рис. 7, но с учетом излучения от дискового ветра и магнитосферы, рассеянного пылью (сплошная линия). Штриховой линией обозначен вклад от рассеянного излучения. Детали см. в тексте.

значениях угла i формируются узкие одиночные профили линий, как если бы наблюдатель находился в этой зоне и видел объект под углами от 0° до примерно $20\text{--}30^\circ$ [59, 60]. Рассеянный свет по нашим оценкам может составлять до 10% от прямого света под этим же углом наклона. Он слаб и не заметен на профилях линий при нормальном (ярком) состоянии звезды, но играет все большую роль при падении блеска звезды и уменьшении континуума. В минимуме блеска профиль линии от рассеянного света становится сопоставимым по величине в минимуме блеска с профилем линии, полученным без учета рассеяния.

На рис. 8 показаны профили линии $H\alpha$, аналогичные представленным на рис. 7, но уже с учетом рассеянного света. Профили линии представляют собой суперпозицию профилей от дисковой аккреции, дискового ветра и рассеянного излучения от этих областей пылью, сконцентрированной на угловом расстоянии в 20° от полярной оси. На каждом графике штриховой линией показан профиль линии $H\alpha$ от рассеянного пылью излучения. В ярком состоянии звезды (верхняя па-

нель рис. 8) рассеянный свет слегка изменяет профиль линии, но его влияние на профиль незначительно. По мере усиления затмения профиль линии от рассеянного света по интенсивности и ширине становится сравнимым с профилем от прямого света, полученного при 70° . Кроме того, рассеянный свет добавляет излучение со стороны отрицательных лучевых скоростей. Профили линий, представленные на рис. 8, вычислены в предположении неподвижной пыли. Влияние движения пыли на профили линии $H\alpha$ продемонстрировано в Приложении.

3.3.2. Затмение газо-пылевым облаком. На рис. 9 представлена модификация профилей линии $H\alpha$ во время затмений системы, вызванных проходящим газо-пылевым облаком. Рассмотрена модель 2 без учета рассеянного света околозвездной пылью. Облако находится на расстоянии 0.5 а.е. от звезды, на высоте, достаточной для затмения звезды, имеет постоянную оптическую толщину много больше единицы и движется в ту же сторону, что и дисковый ветер. Наблюдатель смотрит на звезду под углом 70° (левый столбец) и

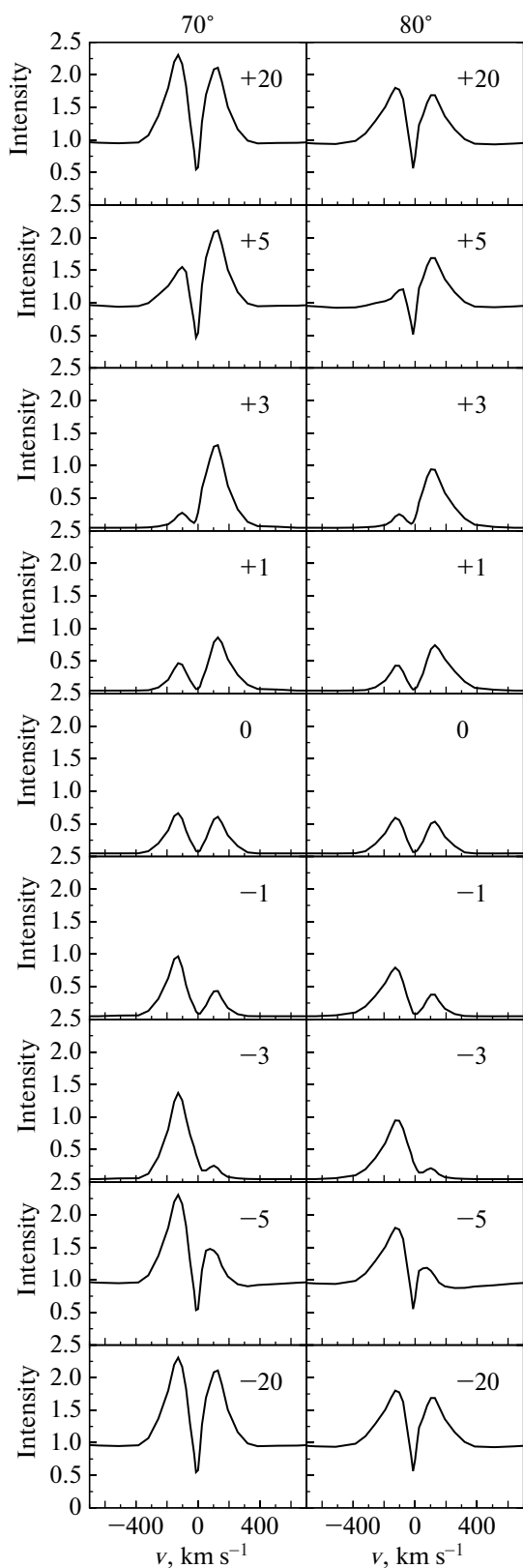


Рис. 9. Схема затмения газо-пылевым фрагментом, пересекающим луч зрения в направлении вращения диска и дискового ветра. Цифрами указано значение прицельного параметра в единицах радиуса звезды.

80° (правый столбец). Облако помещается на линии, перпендикулярной плоскости чертежа (рис. 3), в точку с определенным прицельным параметром (pp), отмеченным на каждом графике и выраженным в единицах радиуса звезды (см. рис. 10). Отрицательные значения прицельного параметра означают, что облако находится слева от оси симметрии системы, положительные значения параметра – справа от оси. Прицельный параметр, равный нулю, означает, что облако находится точно на центральной оси системы, проходящей через центр звезды.

Когда прицельный параметр $|pp| \gg 1$, профиль линии мало отличается от профиля вне затмения, так как экран закрывает не самую плотную излучающую часть оболочки, далекую от звезды. Когда облако находится на “положительном” прицельном параметре, то при его приближении к оси симметрии ($pp \rightarrow 0$) закрывается приближающаяся к наблюдателю часть дискового ветра, синий пик профиля слабеет. Когда облако находится на центральной оси, оно закрывает в равной степени удаляющуюся и приближающуюся области дискового ветра, и профиль линии $H\alpha$ остается двухпиковым. По мере прохождения облака по “отрицательным” прицельным параметрам оно закрывает удаляющуюся часть ветра, открывая приближающийся к наблюдателю ветер, и слабеет красный пик профиля, а синий восстанавливается.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Значение исследований свойств молодых звезд типа UX Ori для понимания физических процессов, происходящих в протопланетных дисках, трудно переоценить, потому что эти звезды наблюдаются сквозь газопылевые атмосферы дисков и дисковых ветров. Это обстоятельство сильно затрудняет интерпретацию наблюдений UX Ori и понимание реальной картины из-за многообразия и сложности процессов, происходящих в областях, ближайших к звезде. Но это же обстоятельство позволяет получать уникальную информацию не только о звезде и ее ближайшем окружении (например, о компактной зоне магнитосферной аккреции), но и о протяженных областях таких, как дисковый ветер и сам аккреционный диск. Благодаря наличию сложной пылевой структуры в поверхностных областях диска и в основании дискового ветра можно изучать физические процессы в газо-пылевой среде на расстояниях порядка или меньше радиуса сублимации пыли.

В данной работе мы рассчитали профили линий $H\alpha$, $H\beta$ и $H\gamma$ в рамках гибридных моделей, включающих две излучающих области: магнито-

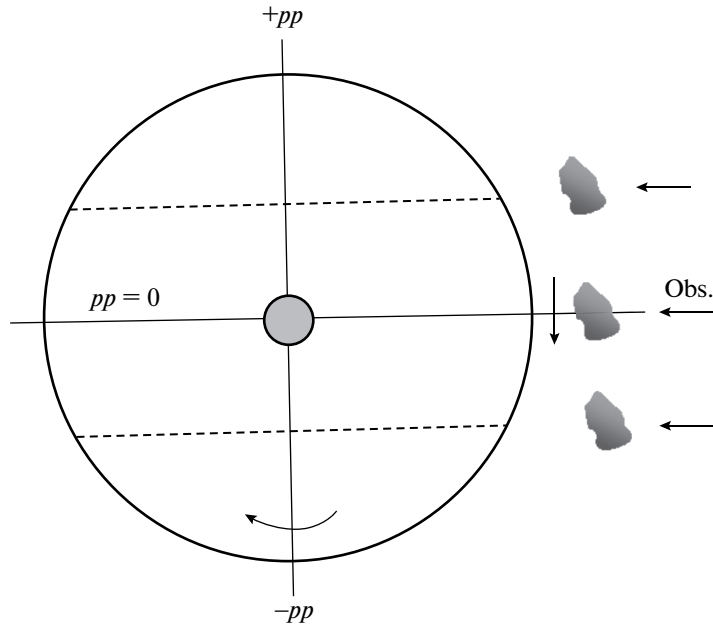


Рис. 10. Вид системы “звезда + диск” сверху. Показаны положения облака при различных значениях прицельного параметра pp . Стрелками указаны движения диска и дискового ветра и последовательность перемещения затмевающего облака.

сферную аккрецию в модификации, соответствующей быстро вращающимся звездам Хербига (дисковую аккрецию), и магнито-центробежный дисковый ветер. Не-ЛТР расчеты эмиссионных линий серии Бальмера выполнены для звезды UX Ori, типичного представителя подкласса звезд AeVe Хербига, которые наблюдаются при больших углах наклона через пылевую атмосферу аккреционного диска и запыленный дисковый ветер. Теоретические профили этих линий были рассчитаны как для нормального (яркого) состояния звезды, так и во время затмений. Рассмотрены два типа экранов: газо-пылевое облако, пересекающее луч зрения, и газо-пылевой экран над поверхностью диска, расположенные на радиусе сублимации пыли (около 0.5 а.е.).

Мы можем сделать следующие выводы:

- Как и для обычных звезд AeVe Хербига, ориентированных под меньшими углами к наблюдателю, в формировании самой интенсивной бальмеровской линии водорода $H\alpha$ у звезды UX Ori доминирующую роль играет протяженный дисковый ветер [33, 61–64]. Зона магнитосферной аккреции очень мала, но играет заметную роль в формировании асимметричного двухпикового профиля линии. Линии $H\beta$ и $H\gamma$ образуются в менее протяженной области вокруг звезды, и роль магнитосферной аккреции для них возрастает.

- Чтобы профили рассматриваемых линий имели форму и интенсивность, наблюдаемую в ярком состоянии блеска у звезды UX Ori (т.е., с

глубоким центральным провалом на малых лучевых скоростях и “красным” пиком более слабым, чем “синий” пик), темп потери массы с ветром должен быть невысоким, порядка $10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$, при больших темпах истечения вещества эмиссия, образующаяся в ветре, заполняет центральную часть профиля. Соответственно темп аккреции должен быть примерно на порядок больше темпа истечения, чтобы образовать обратный P Cyg профиль. Чтобы получить такой профиль в рамках модели классической магнитосферной аккреции, надо увеличить темп аккреции на два порядка, что противоречит наблюдениям.

- Во время прохождения газо-пылевого облака через луч зрения профиль линии $H\alpha$ меняется следующим образом: сначала “гаснет” один пик и профиль при определенных положениях экрана может стать близким к одиночному и смещенному относительно центра линии; затем профиль линии становится симметричным и двухпиковым (момент центрального затмения), с дальнейшим продвижением экрана начинает “гаснуть” другой пик профиля и восстанавливаться первый. В определенный момент затмения профиль опять становится практически одиночным, но уже смещенным в противоположную сторону от нулевой лучевой скорости. Последовательность изменения “синего” или “красного” пика зависит от того, совпадает ли движение облака с направлением вращения диска или противоположно ему.

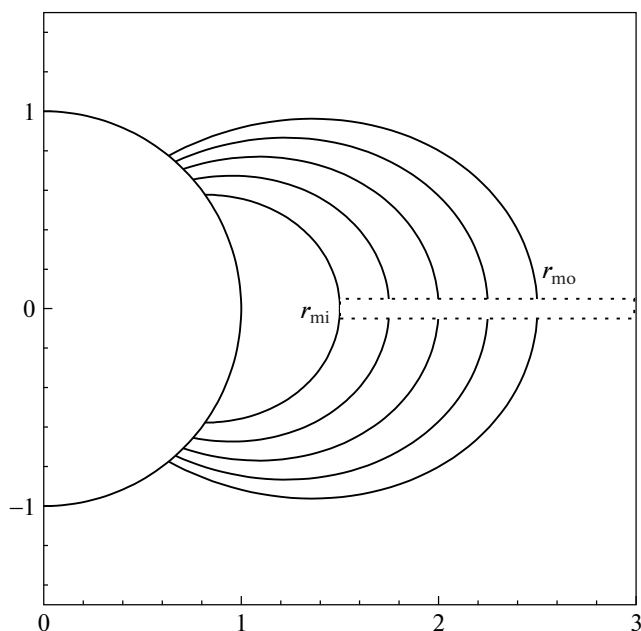


Рис. 11. Схема классической магнитосферной аккреции для звезды UX Ori.

- Во время затмения системы газо-пылевым экраном, поднимающимся вверх от плоскости диска, у профиля линии H α в большинстве моделей сначала синхронно понижается интенсивность обоих пиков, но в минимуме блеска синий пик практически исчезает, кроме моделей с малым углом раствора ветра: модель 1 ($\theta_1 = 30^\circ$); в ней профиль остается двухпиковым и практически симметричным; модель 2 ($\theta_1 = 45^\circ$); профиль остается двухпиковым, но становится асимметричным. В моделях с большими углами раствора дискового ветра профили в минимуме блеска смещены в разной степени в сторону положительных лучевых скоростей. Таким образом, изучая переменность линии H α в моменты затмений, можно определить параметры ветра, которые трудно определить иным путем.

- Рассеяние излучения от дисковой аккреции и дискового ветра удаленной околозвездной пылью, сконцентрированной в полярных зонах (от 0° до 30° от полярной оси) малозаметно, когда звезда находится в ярком состоянии, но может повлиять на форму профиля во время минимумов яркости. Рассеянный свет составляет небольшую долю от прямого излучения, не более 10%. Радиальный компонент скорости пыли смещает профиль линии H α относительно нулевой лучевой скорости, вращательное движение пыли расширяет профиль и сглаживает его, образуя одиночный профиль в моменты глубокого минимума блеска.

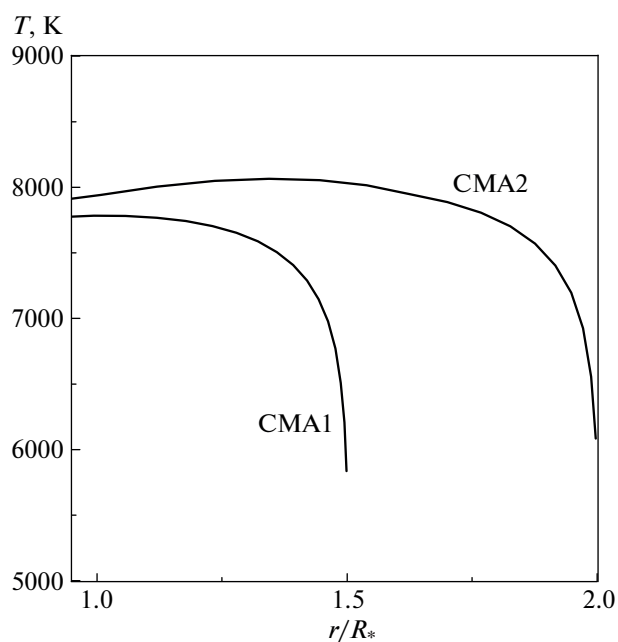


Рис. 12. Изменение температуры с расстоянием от звезды в моделях классической магнитосферной аккреции CMA1 и CMA2 с максимальной температурой газа 8000 K.

- К аналогичному эффекту – превращению двухпикового профиля линии в одиночный во время затмения – может привести тепловое излучение газовой атмосферы расходящегося диска, нагретой и частично ионизованной излучением звезды [65]. В этом случае профили линии H α тоже получаются узкими и одиночными. Эта возможность заслуживает дальнейшего исследования.

- Чтобы более детально изучить структуру и свойства как затмевающего тела (запыленного дискового ветра и атмосферы диска), так и газовых излучающих областей, требуются новые одновременные фотометрические и спектральные наблюдения звезд типа UX Ori с высоким спектральным разрешением.

Приложение

В Приложении мы предлагаем дополнительный материал, который может быть полезен для исследования звезд типа UX Ori.

Магнитосферная аккреция

Как уже говорилось, мы предполагаем, что использование классической схемы магнитосферной аккреции для быстро вращающихся звезд НАЕВЕ будет некорректным. Однако такой вариант аккреции может быть в принципе реализован

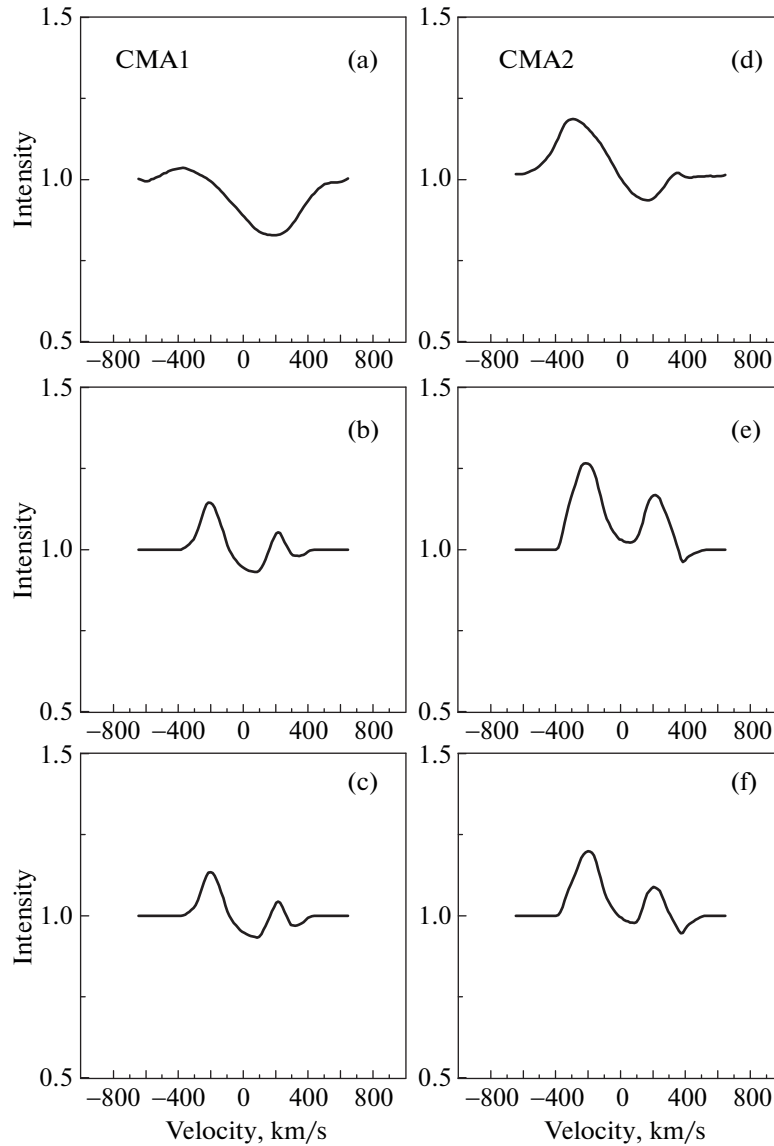


Рис. 13. Профили линии $H\alpha$ в моделях классической магнитосферной аккреции CMA1 (a, b, c) и CMA2 (d, e, f). Сверху вниз приведены профили линий для темпов аккреции: $\dot{M}_{acc} = 1 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ (верхняя панель), $3 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ (средняя панель) и $1 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ (нижняя панель). Угол наклона равен 70° .

при достаточно сильном собственном поле звезды. В этом случае аккрецирующее вещество будет доставляться к полюсам звезды. Для этого случая мы рассчитали профили линии $H\alpha$ для нескольких моделей и часть из них представляем в данном Приложении.

Схема классической магнитосферной аккреции, используемая обычно для звезд Т Тельца, показана на рис. 11. Предполагается, что магнитосфера образована дипольным магнитным полем, ось которого совпадает с осью вращения звезды. Существуют внешняя r_{mo} и внутренняя r_{mi} границы магнитосферы, и газ движется к звезде

вдоль магнитных силовых линий только под действием силы тяготения. Область старта на диске находится между этими значениями. Магнитосфера вращается твердотельно со скоростью вращения звезды на экваторе (150 км/с). Перенос излучения в спектральных линиях рассматривается в приближении Соболева с учетом нелокального радиационного взаимодействия. Подробный алгоритм расчетов дан в статье [39].

Представлены две модели магнитосферной аккреции с внутренним радиусом магнитосферы $1.2R_*$ и внешним $1.7R_*$ (модель CMA1) и соответственно $1.5R_*$ и $2.5R_*$ (модель CMA2). Еще одним

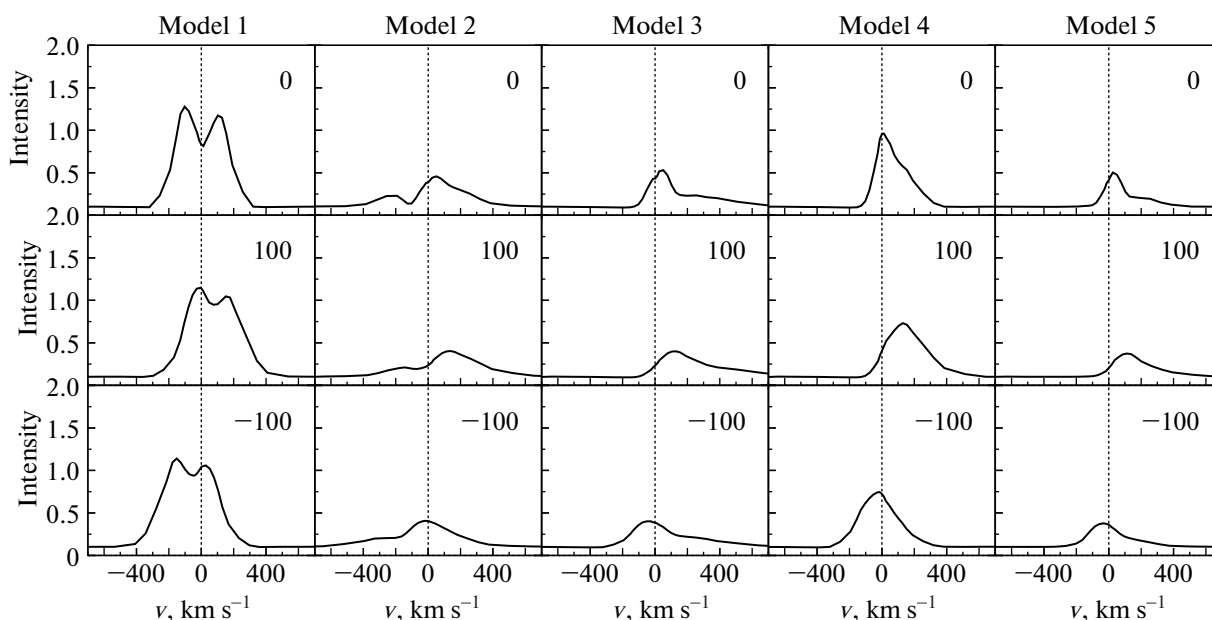


Рис. 14. Влияние радиального компонента скорости пыли на профили линии $H\alpha$ во время минимума яркости в моделях 1–5. “0” означает случай неподвижной пыли, –100 и 100 означают пыль, приближающуюся к звезде и удаляющуюся от звезды со скоростью 100 км/с соответственно.

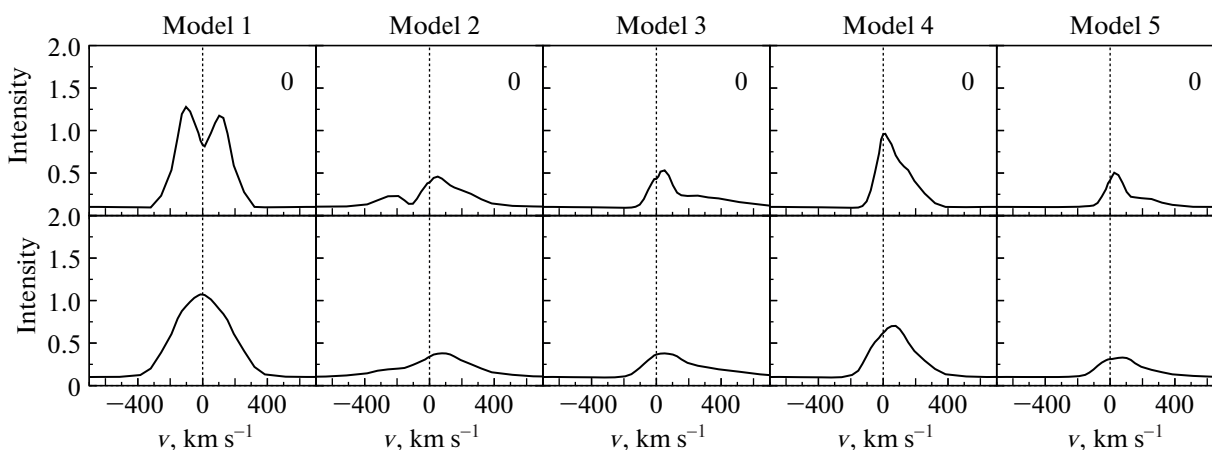


Рис. 15. Влияние тангенциального компонента скорости пыли на профили линии $H\alpha$ во время минимума яркости в моделях 1–5.

параметром модели была температура газа у поверхности звезды, которая задавалась таким образом, чтобы максимальная температура газа при расчете теплового баланса была равна 8000 К. Изменение температуры газа с расстоянием вдоль магнитных силовых линий показано на рис. 12. Обе модели рассчитаны для трех значений темпа аккреции: $\dot{M}_{acc} = 1 \times 10^{-8} M_{\odot}$, $3 \times 10^{-8} M_{\odot}$ и $1 \times 10^{-7} M_{\odot}$ /год. Угол наклона $i = 70^{\circ}$. Профили линии $H\alpha$ в моделях классической магнитосферной аккреции с параметрами СМА1 и СМА2 по-

казаны на рис. 13. При расчете профилей с темпом аккреции $10^{-7} M_{\odot}$ /год был учтен эффект Штарка. Надо заметить, что с увеличением темпа аккреции до этой величины линия $H\alpha$ принимает форму обратного P Cug профиля.

Влияние движущейся пыли на профили линии $H\alpha$

Моделирование рассеяния излучения неподвижными пылевыми частицами, находящимися в непрерывно движущейся среде, является упрощением задачи. Пыль может находиться на стен-

ках полости, образованной за время эволюции системы истечениями вещества в области полюсов, эта “стенка” становится границей зоны дискового ветра, который поднимается над поверхностью диска и вращается. Поэтому частицы пыли тоже участвуют в сложном движении. Поэтому мы проверили, как влияет радиальное и тангенциальное движение пыли на рассчитанные профили линии H α . Алгоритм расчетов детально изложен в [59]. На рис. 14 показаны профили линии H α из последнего (нижнего) ряда рис. 7 (т.е. полученные в момент минимума яркости звезды) для тех же гибридных моделей, и затем к ним добавлен свет, рассеянный пылью, находящейся в полярной области в 20° от полярной оси и движущейся со скоростью –100 км/с, т.е. к звезде, и со скоростью 100 км/с, т.е. от звезды. В первом случае, кроме того, что рассеянный свет изменяет форму профиля линии, он еще и смещает его целиком в сторону отрицательных лучевых скоростей. Во втором случае профиль линии смещается к положительным лучевым скоростям. Величина смещения зависит от скорости пыли и угла наклона. Значение 100 км/с выбрано для лучшей иллюстрации эффекта. На рис. 15 те же профили всех рассмотренных моделей, полученные в минимуме яркости звезды, подвергаются влиянию только вращения пыли со скоростью 100 км/с. Свет, рассеянный вращающейся пылью, расширяет профили линий и сглаживает их форму, делая их одиночными. Совместный эффект от движения пыли приводит, таким образом, к смещению, расширению и сглаживанию профилей линий.

БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарим рецензента статьи за полезные замечания и предложения. Работа поддержана грантом Министерства образования и науки № 13.1902.21.0039.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *V. P. Grinin, N. N. Kiselev, N. Kh. Minikulov, G. P. Chernova, and N. V. Voshchinnikov*, *Astrophys. Space Sci.* **186**, 283 (1991).
2. *A. H. Rostopchina, V. P. Grinin, D. H. Шаховской, A. A. Ломач, Н. Х. Минукулов*, *Астрон. журн.* **84**, 60 (2007).
3. *A. Kreplin, G. Weigelt, S. Kraus, V. Grinin, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **551**, id. A21 (2013).
4. *A. Kreplin, D. Madlener, L. Chen, G. Weigelt, S. Kraus, V. Grinin, L. Tambovtseva, and M. Kishimoto*, *Astron. and Astrophys.* **590**, id. A96 (2016).
5. *C. L. Davies, A. Kreplin, J. Kluska, E. Hone, S. Kraus*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **474**, 5406 (2018).
6. *И. С. Потравнов, В. П. Гринин*, *Письма в Астрон. журн.* **39**, 861 (2013).
7. *R. Garcia Lopez, A. Natta, L. Testi, and E. Habart*, *Astron. and Astrophys.* **459**, 837 (2006).
8. *I. Mendigutía, N. Calvet, B. Montesinos, A. Mora, J. Muzerolle, C. Eiroa, R. D. Oudmaijer, and B. Merin*, *Astron. and Astrophys.* **535**, id. A99 (2011).
9. *Л. В. Тамбовцева, В. П. Гринин, О. В. Козлова*, *Астрофизика* **42**, 75 (1999).
10. *Л. В. Тамбовцева, В. П. Гринин, Б. Рождерс, О. В. Козлова*, *Астрон. журн.* **78**, 514 (2001).
11. *P. W. Cauley and C. M. Johns-Krull*, *Astrophys. J.* **797**, id. 112 (2014).
12. *E. Alecian, G. A. Wade, C. Catala, J. H. Grunhut, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **429**, 1001 (2013).
13. *S. Hubrig, T. A. Carroll, M. Schöller, and I. Ilyin*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **449**, L118 (2015).
14. *S. P. Järvinen, T. A. Carroll, S. Hubrig, I. Ilyin, and M. Schöller*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **489**, 886 (2019).
15. *J. Muzerolle, P. D'Alessio, N. Calvet, and L. Hartmann*, *Astrophys. J.* **617**, 406 (2004).
16. *V. P. Grinin, P. S. Thé, D. de Winter, M. Giampapa, A. N. Rostopchina, L. V. Tambovtseva, and M. E. van den Ancker*, *Astron. and Astrophys.* **292**, 165 (1994).
17. *R. L. Kurucz*, *Astrophys. Space Sci.* **40**, 1 (1979).
18. *L. Hartmann, R. Hewett, and N. Calvet*, *Astrophys. J.* **426**, 669 (1994).
19. *J. Muzerolle, N. Calvet, and L. Hartmann*, *Astrophys. J.* **550**, 944 (2001).
20. *L. V. Tambovtseva, V. P. Grinin, and G. Weigelt*, *Astron. and Astrophys.* **562**, id. A104 (2014).
21. *R. D. Blandford and D. J. Payne*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **199**, 883 (1982).
22. *M. Wardle and A. Königl*, *Astrophys. J.* **410**, 218 (1993).
23. *R. E. Pudritz and C. A. Norman*, *Astrophys. J.* **301**, 571 (1996).
24. *A. Königl, and R. E. Pudritz*, in *Protostars and Planets IV*, edited by *V. Mannings, A. P. Boss, and S. S. Russell* (Tucson: University of Arizona Press), p. 759 (2000).
25. *J. Ferreira*, in *Angular Momentum Transport During Star Formation and Evolution*, edited by *P. Hennebelle and C. Charbonnel*, *EAS Publ. Ser.* **62**, 16 (2013).
26. *G. H. R. A. Lima, S. H. P. Alencar, N. Calvet, L. Hartmann, and J. Muzerolle*, *Astron. and Astrophys.* **522**, id. A104 (2010).
27. *S. Teitler*, *Astrophys. J.* **733**, id. 57 (2011).
28. *J. Ferreira, C. Dougados and S. Cabrit*, *Astron. and Astrophys.* **453**, 785 (2006).
29. *R. Kurosawa, T. J. Harries, and N. H. Symington*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **370**, 580 (2006).
30. *P. Saffier*, *Astrophys. J.* **408**, 115 (1993).
31. *P. J. V. Garcia, J. Ferreira, S. Cabrit and L. Binette*, *Astron. and Astrophys.* **377**, 589 (2001).
32. *V. P. Grinin, L. V. Tambovtseva, and D. E. Mkrtychian*, in *The Bee. phenomenon: Forty years of studies*, edited by *A. Miroshnichenko, S. Zharikov, D. Korcáková and M. Wolf*, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **508**, 185 (2017).
33. *В. П. Гринин, Л. В. Тамбовцева*, *Астрон. журн.* **88**, 766 (2011).
34. *J. S. Vink, J. E. Drew, T. J. Harries, and R. D. Oudmaijer*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **337**, 356 (2002).

35. *J. S. Vink, J. E. Drew, T. J. Harries, R. D. Oudmaijer, and Y. Unruh*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **359**, 1049 (2005).
36. *J. C. Mottram, J. S. Vink, R. D. Oudmaijer, and M. Patel*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **377**, 1363 (2007).
37. *K. M. Ababakr, R. D. Oudmaijer, and J. S. Vink*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **472**, 854 (2017).
38. *В. П. Гринин, О. В. Козлова*, *Астрофизика* **43**, 329 (2000).
39. *Д. В. Дмитриев, В. П. Гринин, Н. А. Катыева*, *Письма в Астрон. журн.* **45**, 422 (2019).
40. *V. P. Grinin*, in *Stars from Collapse to Collapse*, edited by Yu. Yu. Balega, D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **510**, 32 (2017).
41. *A. Natta, T. Prusti, R. Nery, D. Wooden, V. P. Grinin, and V. Mannings*, *Astron. and Astrophys.* **371**, 186 (2001).
42. *C. P. Dullemond and J. D. Monnier*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **48**, 205 (2010).
43. *С. Г. Шульман, В. П. Гринин*, *Письма в Астрон. журн.* **45**, 435 (2019).
44. *С. Г. Шульман, В. П. Гринин*, *Письма в Астрон. журн.* **45**, 716 (2019).
45. *P. Godon and M. Livio*, *Astrophys. J.* **537**, 396 (2000).
46. *P. Barge and M. Viton*, *Astrophys. J.* **593**, L117 (2003).
47. *Л. В. Тамбовцева, В. П. Гринин*, *Письма в Астрон. журн.* **34**, 259 (2008).
48. *N. J. Turner, M. Benisty, C. P. Dullemond, and S. Hirose*, *Astrophys. J.* **780**, id. 42 (2014).
49. *S. Giacalone, S. Teitler, A. Königl, S. Krijt, and F. J. Ciesla*, *Astrophys. J.* **882**, id. 33 (2019).
50. *F. H. Shu, J. Najita, E. Ostriker and F. Wilkin*, *Astrophys. J.* **429**, 781 (1994).
51. *F. H. Shu, J. Najita, S. P. Ruden and S. Lizano*, *Astrophys. J.* **429**, 797 (1994).
52. *V. P. Grinin, O. V. Kozlova, and A. N. Rostopchina*, in *The Nature and Evolutionary status of Herbig Ae/Be Stars*, edited by Pik Sin Thé, M. R. Perez, and E. P. J. van den Heuvel, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **62**, 232 (1994).
53. *V. P. Grinin, O. V. Kozlova, A. Natta, I. Ilyin, I. Tuominen, A. N. Rostopchina, and D. N. Shakhovskoy*, *Astron. and Astrophys.* **379**, 482 (2001).
54. *A. Mora, A. Natta, C. Eiroa, C. A. Grady, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **393**, 359 (2002).
55. *G. Gahm*, in *UX Ori type stars and related topics*, The 2nd Workshop, 2019, St. Petersburg, Russia (<http://www.uxor.ru/images/presentation/gahm.pdf>)
56. *В. В. Соболев*, *Астрон. журн.* **34**, 694 (1957).
57. *Е. А. Колотилов*, *Астрофизика* **13**, 33 (1977).
58. *B. Rodgers, D. Wooden, V. Grinin, D. Shakhovskoj, and A. Natta*, *Astrophys. J.* **564**, 405 (2002).
59. *V. P. Grinin, L. V. Tambovtseva, and G. Weigelt*, *Astron. and Astrophys.* **544**, id. A45 (2012).
60. *I. Appenzeller, C. Bertout, and O. Stahl*, *Astron. and Astrophys.* **434**, 1005 (2005).
61. *G. Weigelt, V. P. Grinin, J. H. Groh, K.-H. Hofmann, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **527**, id. A103 (2011).
62. *R. Garcia Lopez, L. V. Tambovtseva, D. Schertl, V. P. Grinin, K.-H. Hofmann, G. Weigelt, and A. Caratti o Garatti*, *Astron. and Astrophys.* **576**, id. A84 (2015).
63. *A. Caratti o Garatti, L. V. Tambovtseva, R. Garcia Lopez, S. Kraus, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **282**, id. A44 (2015).
64. *A. Kreplin, L. Tambovtseva, V. Grinin, S. Kraus, G. Weigelt, and Y. Wang*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **476**, 4520 (2018).
65. *L. V. Tambovtseva, V. P. Grinin, and G. Weigelt*, *Astron. and Astrophys.* **590**, id. A97 (2016).

УДК 524.6-34

КИНЕМАТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОЛОДЫХ ЗВЕЗД СРЕДНИХ И МАЛЫХ МАСС ИЗ КАТАЛОГА GAIA DR2

© 2020 г. В. В. Бобылев^{1, *}, А. Т. Байкова¹

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: vbobylev@gaoran.ru

Поступила в редакцию 10.06.2020 г.

После доработки 13.08.2020 г.

Принята к публикации 15.08.2020 г.

Изучены кинематические свойства молодых звезд, еще не достигших стадии главной последовательности. Отбор этих звезд был осуществлен по данным каталога Gaia DR2 с привлечением ряда фотометрических инфракрасных обзоров. С использованием 4564 звезд с ошибками параллакса менее 20% найдены следующие значения параметров угловой скорости вращения Галактики: $\Omega_0 = 28.84 \pm 0.10$ км/с/кпк, $\Omega'_0 = -4.063 \pm 0.029$ км/с/кпк² и $\Omega''_0 = 0.766 \pm 0.020$ км/с/кпк³, где значения постоянных Оорта составляют $A = 16.25 \pm 0.33$ км/с/кпк и $B = -12.58 \pm 0.34$ км/с/кпк. Круговая скорость вращения окколосолнечной окрестности вокруг центра Галактики равна $V_0 = 230.7 \pm 4.4$ км/с для принятого расстояния Солнца до галактического центра $R_0 = 8.0 \pm 0.15$ кпк. Показано, что дисперсия остаточных скоростей рассмотренных звезд мала, что говорит об их чрезвычайной молодости. Среднее по трем координатам значение дисперсии остаточных скоростей для звезд Хербига Ae/Be составляет около 11 км/с, а для звезд типа Т Тельца — около 7 км/с.

DOI: 10.31857/S0004629920120038

1. ВВЕДЕНИЕ

Среди звезд, не достигших стадии главной последовательности, есть как звезды промежуточной массы ((2–8) M_\odot), т.е. звезды Хербига Ae/Be, так и менее массивные звезды типа Т Тельца с массой $< 2 M_\odot$. Для изучения структуры и кинематики диска Галактики такие звезды представляют большой интерес благодаря своей исключительной молодости. Однако еще недавно необходимые для анализа астрометрические данные были известны лишь для нескольких сотен таких звезд, расположенных в области пояса Гулда, т.е. вблизи Солнца.

В этом отношении ситуация резко изменилась с появлением каталога Gaia DR2 [1, 2], который содержит тригонометрические параллаксы и собственные движения около 1.3 млрд. звезд. Для относительно небольшой доли этих звезд измерены их лучевые скорости. В каталоге Gaia [3] фотометрические измерения представлены в двух широких полосах, поэтому возможна только очень грубая классификация звезд. Для надежной классификации необходимо привлекать более точные спектральные и фотометрические данные из других источников. По данным каталога Gaia DR2 выполнен ряд важных исследований, связанных с кинематикой различных галактических подсистем.

В настоящее время известны несколько выборок из каталога Gaia DR2 молодых звезд, еще не

достигших стадии главной последовательности. Например, в работе [4] были отобраны из каталога Gaia DR2 по кинематическим и фотометрическим данным более 40 000 звезд типа Т Тельца. Все эти звезды расположены не далее 500 пк от Солнца, и тесно связаны с поясом Гулда. Их пространственные и кинематические свойства детально изучены в работе [5].

Более миллиона кандидатов в молодые звездные объекты, расположенные в областях активного звездообразования, выделены в работе [6]. Для этого данные Gaia DR2 были скомбинированы с инфракрасной фотометрией 2MASS [7] и WISE [8, 9] с привлечением результатов эксперимента Planck [10] о межзвездном поглощении. Рассматривались четыре класса объектов: молодые звездные объекты, внегалактические объекты, звезды главной последовательности и проэволюционировавшие звезды. Более 25 000 объектов являются маломассивными звездами, не достигшими стадии главной последовательности. Их кинематические свойства проанализированы в работе [11], где были получены оценки параметров вращения Галактики.

Отличная от [6] методика отбора из каталога Gaia DR2 звезд, не достигших стадии главной последовательности, предложена в работе [12]. Здесь фотометрические измерения из каталога Gaia DR2 используются в комбинации с данными

инфракрасных обзоров 2MASS, WISE, IPHAS [13, 14] и VPHAS+ [15]. При этом среди 8000 кандидатов только для половины астрометрические измерения имеют высокую точность (в основном мала ошибка параллакса). Кроме того, эти авторы нашли, что доля общих звезд с выборкой из работы [6] не превышает 50%.

Целью настоящей работы является уточнение параметров вращения Галактики по выборке молодых звезд из работы [12], а также определение параметров эллипсоида остаточных скоростей этих звезд. Для отбора звезд в работе [12] использовались только данные многополосной фотометрии, поэтому подтверждение молодости этих звезд на основе кинематического анализа является актуальной задачей.

2. ДАННЫЕ

Отбор молодых звезд в работе [12] был осуществлен с использованием методов машинного обучения по данным каталога Gaia DR2 с привлечением фотометрических измерений из инфракрасных обзоров 2MASS, WISE, IPHAS и VPHAS+. Всего ими выделено 4 150 983 объектов. В настоящей работе используются звезды из выборок PMS, CBe и EITHER, члены которых имеют высокую вероятность принадлежности к ним.

Отметим, что основой для классификационного отбора звезд в работе [12] является анализ 48 фотометрических разностей. Они вычислены по данным каталога Gaia DR2, где фотометрические полосы G_{BP} , G и G_{RP} имеют средние значения длины волны 0.50, 0.59 и 0.77 мкм соответственно, полосы r и H_α из каталогов IPHAS и VPHAS+ соответственно 0.62 и 0.66 мкм, полосы J , H и K_s из каталога 2MASS — 1.24, 1.66 и 2.16 мкм соответственно, полосы $W1$, $W2$, $W3$ и $W4$ из каталога WISE — 3.4, 4.6, 12 и 22 мкм соответственно. Поэтому при отборе исходных данных большое значение этими авторами было уделено качеству фотометрического материала. В итоге, для ряда звезд, вошедших в рабочую выборку из 4 150 983 звезд, есть такие, для которых в каталоге Gaia DR2 отсутствуют измерения их параллакса. Кроме того, итоговая выборка имеет ограничение по галактической широте $|b| < 5.5^\circ$, обусловленное таким ограничением в каталогах IPHAS и VPHAS+.

Говоря о полноте, эти авторы имеют в виду полноту отбора звезд определенного вида (Herbig Ae/Be, классические Be или PMS звезды) из рабочего массива данных (из 4 150 983 звезд). На основе анализа фотометрических разностей каждой звезде была присвоена вероятность p принадлежности к каждому из рассматриваемых видов (Herbig Ae/Be, классические Be или PMS звезды).

Выборка PMS состоит из 8470 кандидатов в молодые звезды, не достигнувших главной последовательности.

По оценке [12], значение полноты этой выборки составляет 78.8%, и ее членами являются как звезды Хербига Ae/Be, так и звезды типа Т Тельца. Из трех указанных выборок это самая богатая звездами, поэтому в настоящей работе она является основной для кинематического анализа.

Выборка CBe содержит 693 кандидата в классические Be звезды. Значение ее полноты составляет 85.5%. CBe представляют собой звезды спектрального класса B, находящиеся на главной последовательности, имеющие быстрое осевое вращение и окруженные газовыми дисками. Это наиболее массивные звезды среди рассматриваемых нами.

Выборка EITHER включает 1309 звезд. В нее вошли звезды, которые имеют следующие значения вероятности p : $(p_{PMS} + p_{CBe}) > 50\%$, но $p_{PMS} < 50\%$ и $p_{CBe} < 50\%$.

Все перечисленные выборки содержат очень молодые звезды. Между выборками нет пересечений. С целью привлечения максимального количества молодых звезд в задаче определения параметров вращения Галактики мы также сформировали объединенную выборку ALL, в которую вошли звезды трех выборок CBe, EITHER и PMS. Распределение звезд этой выборки с относительными ошибками тригонометрических параллакса менее 20% на галактической плоскости XY показано на рис. 1. На рисунке можно видеть связь со спиральной структурой. Во-первых, отчетливо виден отрезок Местного рукава (рукава Ориона), проходящий вблизи Солнца под углом около -15° к оси Y , во-вторых, видна концентрация звезд вблизи рукава Персея (обозначен III) во втором галактическом квадранте, в-третьих, имеются два сгущения звезд в области отрезка рукава Киля-Стрельца (II). Интересно отметить, что в распределении кандидатов в звезды типа Т Тельца [11], отобранных в работе [6], из спиральной структуры хорошо виден только отрезок Местного рукава.

3. МЕТОДЫ

3.1. Параметры вращения Галактики

Из наблюдений нам известны три составляющие скорости звезды: лучевая скорость V_r и две проекции тангенциальной скорости $V_l = 4.74r\mu_l \cos b$ и $V_b = 4.74r\mu_b$, направленные вдоль галактической долготы l и широты b соответственно, выраженные в км/с. Здесь коэффициент 4.74 является отношением числа километров в астрономической единице к числу секунд в тропическом году, а $r = 1/\pi$ — гелиоцентрическое расстояние звезды в кпк, которое мы вычисляем через параллакс звезды π . Компоненты собственного движения $\mu_l \cos b$ и μ_b выражены в угловых мс/год.

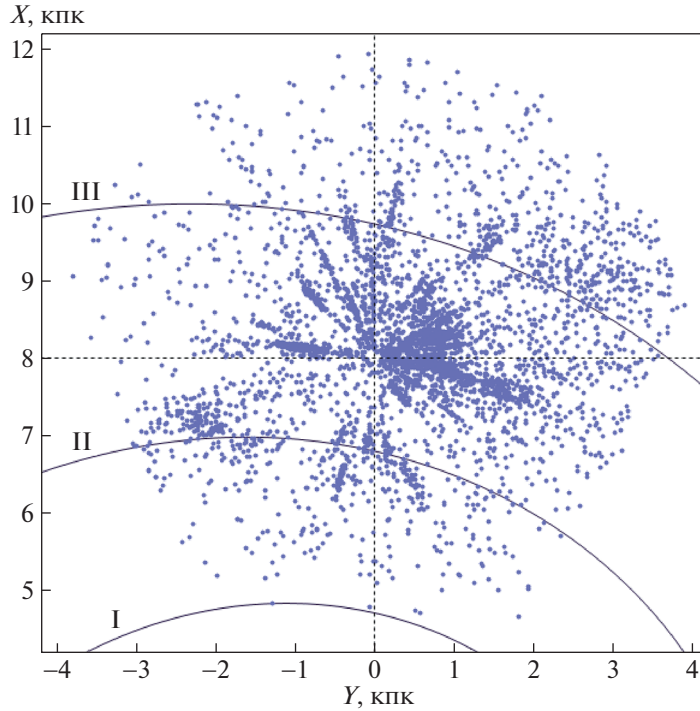


Рис. 1. Распределение звезд выборки ALL с относительными ошибками тригонометрических параллаксов менее 20% на галактической плоскости XY , спиральный узор с углом закрутки -13° дан согласно работе [16].

Для определения параметров кривой галактического вращения используем уравнения, полученные из формул Боттлингера, в которых произведено разложение угловой скорости Ω в ряд до членов второго порядка малости r/R_0 . Звезд с измеренными лучевыми скоростями в наших выборках очень мало, поэтому мы для анализа используем только следующие два уравнения с собственными движениями в левых частях:

$$V_l = U_\odot \sin l - V_\odot \cos l - r\Omega_0 \cos b + (R - R_0)(R_0 \cos l - r \cos b)\Omega'_0 + 0.5(R - R_0)^2(R_0 \cos l - r \cos b)\Omega''_0, \quad (1)$$

$$V_b = U_\odot \cos l \sin b + V_\odot \sin l \sin b - W_\odot \cos b - R_0(R - R_0) \sin l \sin b \Omega'_0 - 0.5R_0(R - R_0)^2 \sin l \sin b \Omega''_0, \quad (2)$$

где R – расстояние от звезды до оси вращения Галактики (цилиндрический радиус):

$$R^2 = r^2 \cos^2 b - 2R_0 r \cos b \cos l + R_0^2. \quad (3)$$

Величина Ω_0 является угловой скоростью вращения Галактики на солнечном расстоянии R_0 , параметры Ω'_0 и Ω''_0 – соответствующие производные угловой скорости, $V_0 = |R_0 \Omega_0|$. В уравнениях (1)–(2) определяемыми являются шесть неизвестных: U_\odot , V_\odot , W_\odot , Ω_0 , Ω'_0 и Ω''_0 . Интерес представляют

также постоянные Оорта A и B , значения которых можно найти из следующих выражений:

$$A = 0.5\Omega'_0 R_0, \quad B = -\Omega_0 + A. \quad (4)$$

Кинематические параметры определяются в результате решения условных уравнений вида (1)–(2) методом наименьших квадратов. Используются веса вида $w_l = S_0/\sqrt{S_0^2 + \sigma_{V_l}^2}$ и $w_b = S_0/\sqrt{S_0^2 + \sigma_{V_b}^2}$, где S_0 – “космическая” дисперсия, σ_{V_l} и σ_{V_b} – дисперсии ошибок соответствующих наблюдаемых скоростей. Значение S_0 сопоставимо со среднеквадратической невязкой σ_0 (ошибка единицы веса), которая вычисляется при решении условных уравнений вида (1), (2). В настоящей работе принимаемые значения S_0 лежат в интервале 7–12 км/с. Система уравнений вида (1), (2) решается в несколько итераций с применением критерия 3σ для исключения звезд с большими невязками.

3.2. Выбор значения R_0

В настоящее время выполнен ряд работ, посвященных определению среднего значения расстояния от Солнца до центра Галактики с использованием индивидуальных определений этой величины, полученных в последнее десятилетие независимыми методами. Например, $R_0 = 8.0 \pm 0.2$ кпк [17], $R_0 = 8.4 \pm 0.4$ кпк [18] или $R_0 = 8.0 \pm 0.15$ кпк [19].

Отметим также некоторые первоклассные индивидуальные определения этой величины, сделанные в последнее время. По мазерам японской программы VERA получена оценка $R_0 = 7.9 \pm \pm 0.3$ кпк [20]. В работе [21] из анализа 16-летнего ряда наблюдений движения звезды S2 вокруг сверхмассивной черной дыры в центре Галактики найдено $R_0 = 8.178 \pm 0.022$ кпк. В работе [22] на основе независимого анализа орбиты звезды S2 найдено $R_0 = 7.946 \pm 0.032$ кпк. На основе перечисленных результатов в настоящей работе мы принимаем значение $R_0 = 8.0 \pm 0.15$ кпк.

3.3. Вычисление расстояний

С момента публикации каталога Gaia DR2 известна проблема с тригонометрическими параллаксами Gaia DR2, а именно, необходимость поправки $\Delta\pi$ с величиной от 0.03 до 0.05 угловых мс [2, 23]. Принимая во внимание результаты определения значения этой поправки, полученные в работах [24–26], мы должны прибавить ко всем оригинальным параллаксам звезд из каталога Gaia DR2 поправку 0.05 угловых мс, т.е. $\pi_{\text{new}} = \pi + 0.05$ мс.

В настоящей работе обычно расстояния вычисляем через тригонометрический параллакс. Однако в работе [12], помимо параллаксов из каталога Gaia DR2, даны также расстояния, вычисленные в работе [27] с учетом особенностей в распределении звезд в Галактике. Этот метод близок к учету эффекта Лутца–Келкера [28], который можно учитывать при больших относительных ошибках параллаксов. В настоящей работе используются звезды с ошибками параллаксов менее 20%, поэтому такие поправки пренебрежимо малы. По выборке PMS для сравнения были получены кинематические параметры с использованием обеих систем расстояний.

3.4. Эллипсоид остаточных скоростей

Оценка дисперсий остаточных скоростей звезд производится с использованием следующего метода [29]. Рассматриваются шесть моментов второго порядка a, b, c, f, e, d :

$$\begin{aligned} a &= \langle U^2 \rangle - \langle U_{\odot}^2 \rangle, \\ b &= \langle V^2 \rangle - \langle V_{\odot}^2 \rangle, \\ c &= \langle W^2 \rangle - \langle W_{\odot}^2 \rangle, \\ f &= \langle VW \rangle - \langle V_{\odot}W_{\odot} \rangle, \\ e &= \langle WU \rangle - \langle W_{\odot}U_{\odot} \rangle, \\ d &= \langle UV \rangle - \langle U_{\odot}V_{\odot} \rangle, \end{aligned} \quad (5)$$

которые являются коэффициентами уравнения поверхности

$$ax^2 + by^2 + cz^2 + 2fyz + 2ezx + 2dxy = 1, \quad (6)$$

а также компонентами симметричного тензора моментов остаточных скоростей

$$\begin{pmatrix} a & d & e \\ d & b & f \\ e & f & c \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Для определения значений этого тензора при отсутствии данных о лучевых скоростях используются три следующих уравнения:

$$V_l^2 = a \sin^2 l + b \cos^2 l \sin^2 l - 2d \sin l \cos l, \quad (8)$$

$$V_b^2 = a \sin^2 b \cos^2 l + b \sin^2 b \sin^2 l + c \cos^2 b - 2f \cos b \sin b \sin l - \quad (9)$$

$$- 2e \cos b \sin b \cos l + 2d \sin l \cos l \sin^2 b,$$

$$V_l V_b = a \sin l \cos l \sin b + b \sin l \cos l \sin b + f \cos l \cos b - e \sin l \cos b + d(\sin^2 l \sin b - \cos^2 l \sin b), \quad (10)$$

которые решаются методом наименьших квадратов относительно шести неизвестных a, b, c, f, e, d . Затем находятся собственные значения тензора (7) $\lambda_{1,2,3}$ из решения векового уравнения

$$\begin{vmatrix} a - \lambda & d & e \\ d & b - \lambda & f \\ e & f & c - \lambda \end{vmatrix} = 0. \quad (11)$$

Собственные значения данного уравнения равны обратным значениям квадратов полуосей эллипсоида моментов скоростей и в то же время квадратам полуосей эллипсоида остаточных скоростей:

$$\lambda_1 = \sigma_1^2, \quad \lambda_2 = \sigma_2^2, \quad \lambda_3 = \sigma_3^2, \quad \lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3. \quad (12)$$

Направления главных осей тензоров (11) $L_{1,2,3}$ и $B_{1,2,3}$ находятся из соотношений

$$\text{tg } L_{1,2,3} = \frac{ef - (c - \lambda)d}{(b - \lambda)(c - \lambda) - f^2}, \quad (13)$$

$$\text{tg } B_{1,2,3} = \frac{(b - \lambda)e - df}{f^2 - (b - \lambda)(c - \lambda)} \cos L_{1,2,3}. \quad (14)$$

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В верхней части табл. 1 даны результаты определения параметров галактического вращения по звездам выборки PMS. Для этого были взяты звезды с относительными ошибками тригонометрических параллаксов менее 20% и гелиоцентрическими расстояниями менее 4 кпк. Здесь расстояния до звезд были вычислены через значение параллакса из каталога Gaia DR2 с прибавлением поправки $\Delta\pi = 0.050$ угловых мс, тогда $r = 1/(\pi + 0.050)$ кпк. В первом столбце таблицы дано решение, полученное по всем звездам вы-

Таблица 1. Кинематические параметры, найденные по звездам выборки PMS, с относительными ошибками тригонометрических параллаксов менее 20%

Параметры	Все звезды	$r > 0.5$ кпк	$r > 0.5$ кпк	$r \leq 0.5$ кпк
		$(M_G)_0 \leq 2^m$	$(M_G)_0 > 2^m$	
U_\odot , км/с	6.95 ± 0.15	5.83 ± 0.35	7.08 ± 0.15	9.03 ± 0.74
V_\odot , км/с	9.56 ± 0.24	9.05 ± 0.56	9.74 ± 0.29	11.02 ± 1.33
W_\odot , км/с	7.47 ± 0.12	7.21 ± 0.26	7.92 ± 0.12	5.60 ± 0.48
Ω_0 , км/с/кпк	28.52 ± 0.12	28.41 ± 0.20	28.65 ± 0.15	29.2 ± 2.4
Ω'_0 , км/с/кпк ²	-4.021 ± 0.032	-3.994 ± 0.053	-4.106 ± 0.038	-3.41 ± 0.56
Ω''_0 , км/с/кпк ³	0.783 ± 0.025	0.721 ± 0.038	0.956 ± 0.045	—
σ_0 , км/с	7.3	8.6	5.9	10.1
V_0 , км/с	228.1 ± 4.4	227.3 ± 4.6	229.2 ± 4.5	234 ± 19
N_*	3981	1106	2426	449
σ_1 , км/с	9.93 ± 0.62	13.37 ± 0.90	8.18 ± 0.87	16.9 ± 1.4
σ_2 , км/с	8.75 ± 0.59	10.91 ± 1.41	6.68 ± 0.38	11.0 ± 0.8
σ_3 , км/с	6.80 ± 0.22	8.47 ± 0.37	6.18 ± 0.28	6.7 ± 2.6
L_1, B_1	$47^\circ, 4^\circ$	$32^\circ, -2^\circ$	$57^\circ, 13^\circ$	$33^\circ, 6^\circ$
L_2, B_2	$137^\circ, 6^\circ$	$122^\circ, -2^\circ$	$149^\circ, 8^\circ$	$129^\circ, 46^\circ$
L_3, B_3	$283^\circ, 83^\circ$	$73^\circ, 87^\circ$	$268^\circ, 75^\circ$	$298^\circ, 44^\circ$

борки PMS, во втором — по звездам из верхней части диаграммы Герцшпрунга—Рассела ($(M_G)_0 \leq 2^m$), в третьем столбце — по звездам из нижней части диаграммы Герцшпрунга—Рассела ($(M_G)_0 > 2^m$). Во втором и третьем столбцах таблицы даны результаты, полученные с исключением самых близких звезд ($r > 0.5$ кпк). Наконец, в последнем столбце таблицы даны результаты, полученные по самым близким звездам ($r \leq 0.5$ кпк). Разделение на части с границей $(M_G)_0 = 2^m$ мы сделали так, чтобы иметь примерно равное количество звезд в выборках. Отметим, что оценки значений таких параметров, как линейная скорость вращения около Солнца V_0 , а также постоянных Орта A и B получены с учетом ошибки R_0 , равной ± 0.15 кпк.

В нижней части табл. 1 даны параметры эллипсоида остаточных скоростей звезд. При формировании остаточных скорости звезд были введены поправки за их групповое движение $(U, V, W)_\odot$ и за вращение Галактики.

Диаграмма Герцшпрунга—Рассела (ГР), построенная по звездам выборки PMS, приведена на рис. 2. Поправки за поглощение по данным каталога Gaia DR2 были введены уже в работе [12]. Для построения начальной Главной последовательности мы использовали эволюционные треки из электронной библиотеки PARSEC¹ [30] версии 1.2S [31, 32] с $A_V = 0^m$ и солнечной металличностью ($Z = 0.0152$).

Результаты, представленные в последнем столбце табл. 1 и на рис. 2б, показывают, что

свойства ближайших звезд резко отличаются от более далеких. Они обладают очень большой дисперсией остаточных скоростей, т.е. могут принадлежать звездным потокам. Значительная часть из них лежит на Главной последовательности, т.е. они, возможно, старые. В итоге мы заключили, что лучше исключить ближайшие звезды из рассмотрения.

По звездам выборки PMS мы также нашли кинематические параметры с использованием расстояний, вычисленных в работе [27]. При таком подходе получены $(U_\odot, V_\odot, W_\odot) = (7.18, 10.02, 7.73) \pm \pm (0.16, 0.25, 0.12)$ км/с и следующие значения угловой скорости вращения Галактики:

$$\Omega_0 = 28.59 \pm 0.13 \text{ км/с/кпк},$$

$$\Omega'_0 = -4.047 \pm 0.035 \text{ км/с/кпк}^2, \quad (15)$$

$$\Omega''_0 = 0.782 \pm 0.026 \text{ км/с/кпк}^3.$$

Ошибка единицы веса здесь составила $\sigma_0 = 7.3$ км/с, а линейная круговая скорость вращения около Солнца $V_0 = 228.7 \pm \pm 4.4$ км/с, было использовано 3612 звезд. Сравнение значений (15) со значениями аналогичных параметров из первого столбца табл. 1 показывает отсутствие значимых различий между двумя подходами. Далее мы используем расстояния, вычисленные через оригинальные тригонометрические параллаксы из каталога Gaia DR2, как это описано в разделе 3.3.

Результаты определения кинематических параметров по звездам выборки ALL даны табл. 2. Были взяты звезды с относительными ошибками тригонометрических параллаксов менее 20% и ге-

¹ <http://stev.oapd.inaf.it/>

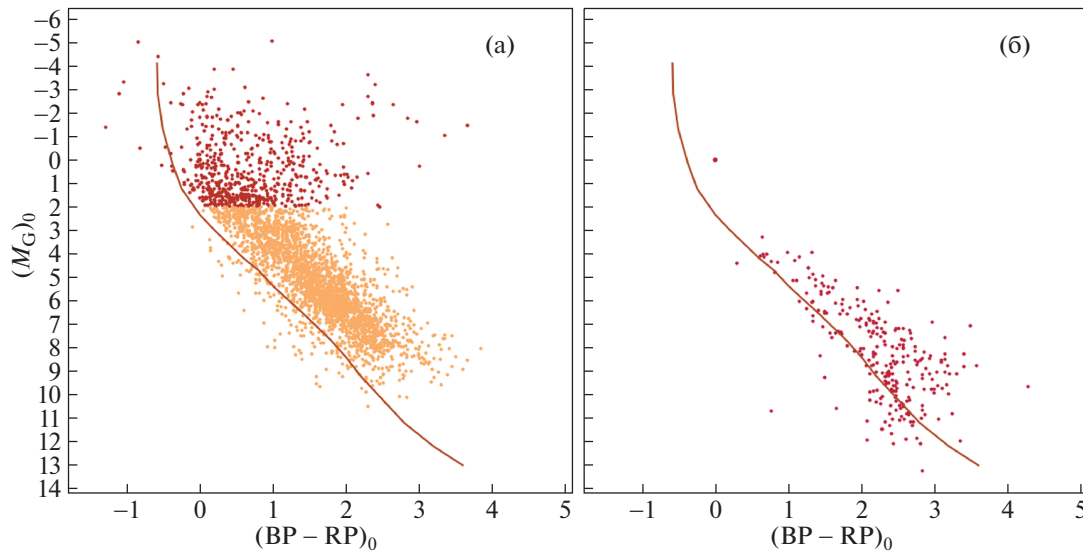


Рис. 2. Диаграмма “показатель цвета – абсолютная звездная величина”, построенная по звездам выборки PMS из интервала расстояний $r = 0.5\text{--}4$ кпк (а) и ближайших звезд этой выборки с $r \leq 0.5$ кпк (б), сплошной линией показана главная последовательность.

лиоцентрическими расстояниями в интервале расстояний r от 0.5 до 4 кпк. В первом столбце таблицы дано решение, полученное по всем звездам выборки, во втором – по звездам с $(M_G)_0 \leq 2^m$, в третьем столбце – по звездам с $(M_G)_0 > 2^m$. В нижней части табл. 2 даны параметры эллипсоида остаточных скоростей звезд.

С известными параллаксами, собственными движениями и лучевыми скоростями прямоугольные пространственные скорости звезд U, V, W вычисляются следующим образом:

$$\begin{aligned} U &= V_r \cos l \cos b - V_l \sin l - V_b \cos l \sin b, \\ V &= V_r \sin l \cos b + V_l \cos l - V_b \sin l \sin b, \\ W &= V_r \sin b + V_b \cos b. \end{aligned} \quad (16)$$

Тогда круговая линейная скорость V_{circ} , направленная вдоль вращения Галактики, выражается как:

$$V_{circ} = U \sin \theta + (V_0 + V) \cos \theta,$$

угол θ удовлетворяет соотношению $\text{tg } \theta = -Y/X$, где X и Y – галактоцентрические прямоугольные координаты звезды. На рис. 3 даны круговые скорости V_{circ} в зависимости от расстояния R для 96 звезд с измеренными лучевыми скоростями. Кривая вращения Галактики построена с параметрами, указанными в первом столбце табл. 2.

В работе [11] изучена выборка молодых звезд, не достигших стадии Главной последовательности, отбор которых был осуществлен в работе [6]. С использованием собственных движений более 25000 звезд были найдены составляющие вектора групповой скорости $(U_\odot, V_\odot, W_\odot) = (9.99, 14.04, 7.25) \pm (0.13, 0.22, 0.10)$ км/с, и следующие компоненты угловой скорости галактического враще-

ния: $\Omega_0 = 28.40 \pm 0.11$ км/с/кпк, $\Omega'_0 = -3.933 \pm 0.033$ км/с/кпк² и $\Omega''_0 = 0.804 \pm 0.040$ км/с/кпк³, где значение ошибки единицы веса составило $\sigma_0 = 16.0$ км/с, а круговая скорость вращения окоლოსолнечной окрестности вокруг центра Галактики равна $V_0 = 227 \pm 4$ км/с (для принятого значения $R_0 = 8.0 \pm 0.15$ кпк). Причем были взяты звезды из окрестности Солнца радиусом 3 кпк с относительными ошибками тригонометрических параллаксов Gaia DR2 менее 10%.

Видим, что имея в пять раз меньшее количество звезд, получаем (первый столбец табл. 2) очень близкие значения кинематических параметров даже с меньшими ошибками их определения. Найденные в настоящей работе значения параметров вращения Галактики находятся в отличном согласии с результатами анализа самых молодых звезд.

Например, по ОВ-звездам с относительными ошибками параллаксов менее 30% в работе [33] определены следующие параметры кривой вращения Галактики: $(U, V, W)_\odot = (8.16, 11.19, 8.55) \pm (0.48, 0.56, 0.48)$ км/с, $\Omega_0 = 28.92 \pm 0.39$ км/с/кпк, $\Omega'_0 = -4.087 \pm 0.083$ км/с/кпк² и $\Omega''_0 = 0.703 \pm 0.067$ км/с/кпк³, где значение круговой скорости местного стандарта покоя составило $V_0 = 231 \pm 5$ км/с (для принятого $R_0 = 8.0 \pm 0.15$ кпк).

В работе [34] по выборке из 147 мазеров были найдены следующие значения двух важнейших кинематических параметров: $R_0 = 8.15 \pm 0.15$ кпк и $\Omega_\odot = 0.32 \pm 0.27$ км/с/кпк, где $\Omega_\odot = \Omega_0 + V_0/R$, а значение скорости $V_\odot = 12.24$ км/с было взято из работы [35]. Эти авторы использовали разло-

Таблица 2. Кинематические параметры, найденные по звездам выборки ALL, с относительными ошибками тригонометрических параллаксов менее 20%

Параметры	Все звезды	$(M_G)_0 \leq 2^m$	$(M_G)_0 > 2^m$
U_\odot , км/с	6.91 ± 0.15	6.23 ± 0.29	7.21 ± 0.16
V_\odot , км/с	9.19 ± 0.24	8.96 ± 0.48	9.72 ± 0.30
W_\odot , км/с	7.49 ± 0.12	7.01 ± 0.21	7.81 ± 0.13
Ω_0 , км/с/кпк	28.84 ± 0.10	28.64 ± 0.15	28.88 ± 0.15
Ω_0' , км/с/кпк ²	-4.063 ± 0.029	-4.035 ± 0.044	-4.114 ± 0.040
Ω_0'' , км/с/кпк ³	0.766 ± 0.025	0.749 ± 0.038	0.919 ± 0.048
σ_0 , км/с	7.8	9.3	6.5
V_0 , км/с	230.7 ± 4.4	229.1 ± 4.5	231.0 ± 4.5
N_*	4564	1995	2569
σ_1 , км/с	11.22 ± 0.75	14.09 ± 1.20	8.77 ± 0.83
σ_2 , км/с	10.33 ± 0.83	11.31 ± 1.71	7.14 ± 0.36
σ_3 , км/с	7.42 ± 0.24	8.01 ± 0.42	6.38 ± 0.28
L_1, B_1	$66^\circ, 0^\circ$	$50^\circ, 0^\circ$	$66^\circ, 2^\circ$
L_2, B_2	$156^\circ, 1^\circ$	$140^\circ, 1^\circ$	$156^\circ, -2^\circ$
L_3, B_3	$343^\circ, 89^\circ$	$121^\circ, 89^\circ$	$194^\circ, 88^\circ$

жение в ряд линейной скорости вращения Галактики. На основе аналогичного подхода из анализа 99 мазеров, которые наблюдались по программе VERA, в работе [20] были получены следующие оценки: $R_0 = 7.92 \pm 0.16$ (стат.) ± 0.3 (сист.) кпк и $\Omega_\odot = 0.17 \pm 0.27$ (стат.) ± 0.3 (сист.) км/с/кпк, где $\Omega_\odot = \Omega_0 + V_\odot/R$, а значение скорости $V_\odot = 12.24$ км/с также было взято из работы [35].

В работе [5] выполнен кинематический анализ звезд типа Т Тельца из списка [4]. Например, при решении кинематических уравнений с использованием только собственных движений звезд выборки PMS3 значение ошибки единицы веса составило $\sigma_0 = 6.9$ км/с. Там же были определены следующие параметры эллипсоида остаточных скоростей звезд выборки PMS3: $\sigma_{1,2,3} = (8.87, 5.58,$

$3.03) \pm (0.10, 0.20, 0.04)$ км/с. Результаты, полученные при определении аналогичных характеристик по существенно более далеким звездам выборки ALL (из нижней части диаграммы ГР, $(M_G)_0 > 2^m$), находятся в очень хорошем согласии с процитированными.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для определения параметров вращения Галактики в настоящей работе использованы молодые звезды различных масс. Отбор этих звезд был осуществлен Vioque и др. (2020) по данным каталога Gaia DR2 с привлечением фотометрических характеристик из таких инфракрасных обзоров, как 2MASS, WISE, IPHAS и VPHAS+. Рассматриваемые звезды являются членами нескольких выборок. Во-первых, это 693 кандидата в классические

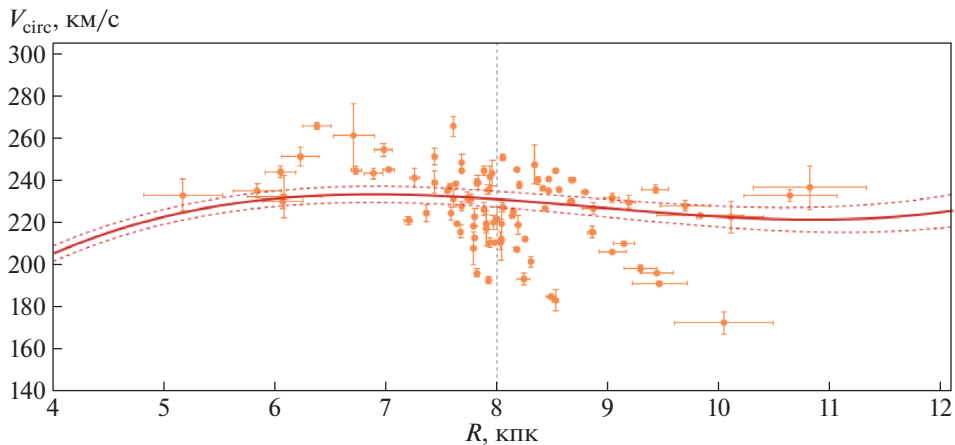


Рис. 3. Кривая вращения Галактики, построенная по звездам выборки ALL с измеренными лучевыми скоростями. Вертикальной пунктирной линией отмечено положение Солнца, пунктирные кривые указывают границы доверительной области, соответствующей уровню ошибок 1 σ .

Ве звезды (выборка CBe). Во-вторых, это 1309 звезд промежуточной массы, не достигнувших главной последовательности (выборка EITHER). В-третьих, это выборка (PMS) из 8470 кандидатов в молодые звезды различной массы, не достигнувшие главной последовательности.

По собственным движениям около 4500 звезд с относительными ошибками тригонометрических параллаксов менее 20% и гелиоцентрическими расстояниями от 0.5 до 4 кпк найдены следующие значения параметров угловой скорости вращения Галактики: $\Omega_0 = 28.84 \pm 0.10$ км/с/кпк, $\Omega'_0 = -4.063 \pm 0.029$ км/с/кпк² и $\Omega''_0 = 0.766 \pm 0.020$ км/с/кпк³, где значения постоянных Оорта составляют $A = 16.25 \pm 0.33$ км/с/кпк и $B = -12.58 \pm 0.34$ км/с/кпк, а линейная скорость кругового вращения около-солнечной окрестности вокруг центра Галактики равна $V_0 = 230.7 \pm 4.4$ км/с (для принятого значения $R_0 = 8.0 \pm 0.15$ кпк).

Показано, что дисперсия остаточных скоростей рассмотренных звезд мала, это показывает их молодость. Мы нашли, что дисперсия остаточных скоростей слегка зависит от положения звезд на диаграмме ГР. Так, по звездам из нижней части диаграммы, с абсолютной величиной $(M_G)_0 > 2^m$, найдены следующие параметры эллипсоида остаточных их скоростей: $\sigma_{1,2,3} = (8.77, 7.14, 6.38) \pm (0.83, 0.36, 0.28)$ км/с. А по звездам из верхней части диаграммы с абсолютной величиной $(M_G)_0 \leq 2^m$ получено $\sigma_{1,2,3} = (14.09, 11.31, 8.01) \pm (1.20, 1.71, 0.42)$ км/с. Таким образом, среднее по трем координатам значение дисперсии остаточных скоростей для звезд Хербига Ae/Be составляет около 11 км/с, а для звезд типа Т Тельца — около 7 км/с. Третья ось найденных по выборке ALL эллипсоидов не имеет значительного отклонения от вертикали.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны рецензенту за полезные замечания, которые способствовали улучшению статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, de Bruijne, et al., *Astron. and Astrophys.* **616**, id. 1 (2018).
2. L. Lindegren, J. Hernandez, A. Bombrun, S. Klioner, et al., *Astron. and Astrophys.* **616**, id. 2 (2018).
3. T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, A. G. A. Brown, A. Vallenari, et al., *Astron. and Astrophys.* **595**, id. 1 (2016).
4. E. Zari, H. Hashemi, A. G. A. Brown, K. Jardine, and P. T. de Zeeuw, *Astron. and Astrophys.* **620**, id. 172 (2018).
5. V. V. Bobylev, *Astron. Letters* **46**, 131 (2020).
6. G. Marton, P. Ábrahám, E. Szegedi-Elek, J. Varga, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **487**, 2522 (2019).
7. R. M. Skrutskie, R. M. Cutri, R. Stiening, M. D. Weinberg, et al., *Astron. J.* **131**, 1163 (2006).
8. E. L. Wright, P. R. M. Eisenhardt, A. K. Mainzer, M. E. Ressler, et al., *Astron. J.* **140**, 1868 (2010).
9. R. M. Cutri, E. L. Wright, T. Conrow, J. Bauer, et al., *VizieR On-line Data Catalog: II/311* (2012), <http://wise2.ipac.caltech.edu/docs/release/allsky/expsup/index.html>
10. R. Adam, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. I. R. Alves, et al., *Astron. and Astrophys.* **594**, id. 10 (2016).
11. O. I. Krisanova, V. V. Bobylev, and A. T. Bajkova, *Astron. Letters* **46**, 370 (2020).
12. M. Vioque, R. D. Oudmaijer, M. Schreiner, I. Mendigutia, D. Baines, N. Mowlavi, and R. Pérez-Martínez, *Astron. and Astrophys.* **638**, id. 21 (2020).
13. J. E. Drew, R. Greimel, M. J. Irwin, A. Aungwerojwit, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **362**, 753 (2005).
14. G. Barentsen, H. J. Farnhill, J. E. Drew, E. A. González-Solares, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **444**, 3230 (2014).
15. J. E. Drew, E. González-Solares, R. Greimel, M. J. Irwin, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **440**, 2036 (2014).
16. V. V. Bobylev and A. T. Bajkova, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **437**, 1549 (2014).
17. J. P. Vallo, *Astrophys. Space Sci.* **362**, id. 79 (2017).
18. R. de Grijs and G. Bono, *Astrophys. J. Suppl.* **232**, id. 22 (2017).
19. T. Camarillo, M. Varun, M. Tyler, and R. Bharat, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **130**, 4101 (2018).
20. T. Hirota, T. Nagayama, M. Honma, Y. Adachi, et al., *Publ. Astron. Soc. Japan* **72**, id. 50 (2020).
21. R. Abuter, A. Amorim, N. Bauböck, J. P. Berger, et al., *Astron. and Astrophys.* **625**, id. L10 (2019).
22. T. Do, A. Hees, A. Ghez, G. D. Martínez, et al., *Science* **365**, 664 (2019).
23. F. Arenou, X. Luri, C. Babusiaux, C. Fabricius, et al., *Astron. and Astrophys.* **616**, id. 17 (2018).
24. L. N. Yalyalieva, A. A. Chemel, E. V. Glushkova, A. K. Dambis, and A. D. Klinichev, *Astrophys. Bull.* **73**, 335 (2018).
25. A. G. Riess, S. Casertano, W. Yuan, L. Macri, et al., *Astrophys. J.* **861**, id. 126 (2018).
26. J. C. Zinn, M. H. Pinsonneault, D. Huber, and D. Stello, *Astrophys. J.* **878**, id. 136 (2019).
27. C. A. L. Bailer-Jones, J. Rybizki, M. Fouesneau, G. Manzi, and R. Andrae, *Astron. J.* **156**, id. 58 (2018).
28. T. E. Lutz and D. H. Kelker, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **85**, 573 (1973).
29. K. F. Ogorodnikov, *Dynamics of stellar systems*, edited by A. Beer (Oxford: Pergamon Press, 1965).
30. A. Bressan, P. Marigo, L. Girardi, B. Salasnich, C. Dal Cero, S. Rubele, and A. Nanni, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **427**, 127 (2012).
31. J. Tang, A. Bressan, P. Rosenfield, A. Slemmer, P. Marigo, L. Girardi, and L. Bianchi, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **445**, 4287 (2014).
32. Y. Chen, L. Girardi, A. Bressan, P. Marigo, M. Barbieri, and X. Kong, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **444**, 2525 (2014).
33. V. V. Bobylev and A. T. Bajkova, *Astron. Letters* **44**, 676 (2018).
34. M. J. Reid, N. Dame, K. M. Menten, A. Brunthaler, et al., *Astrophys. J.* **885**, id. 131 (2019).
35. R. Schönrich, J. Binney, and W. Dehnen, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **403**, 1829 (2010).

УДК 521.3

РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ КЕПЛЕРА С МАШИННОЙ ТОЧНОСТЬЮ

© 2020 г. М. К. Абубекеров^{1,*}, Н. Ю. Гостев^{1,**}

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

*E-mail: marat@sai.msu.ru

**E-mail: ngostev@mail.ru

Поступила в редакцию 31.05.2020 г.

После доработки 08.07.2020 г.

Принята к публикации 15.08.2020 г.

Представлен алгоритм численного решения уравнения Кеплера с машинной точностью. Доказана сходимость итерационной последовательности метода Ньютона при указанном начальном приближении. Сформулирована задача нахождения численного решения уравнения Кеплера как числа с плавающей запятой. Учтены аспекты, связанные с вычислениями вблизи машинного нуля. Проанализирована точность возможного результата. Выявлена проблема, возникающая при стремлении к максимально возможной точности, и предложено ее решение. Дана оценка машинного времени, необходимого для решения уравнения Кеплера данным методом.

DOI: 10.31857/S0004629920120014

1. ВВЕДЕНИЕ

Как правило, в задачах, связанных с движением звезд (а также других космических тел) по эллиптическим орбитам, в том числе в задаче интерпретации кривых блеска двойных систем (см., напр., [1–4]), возникает необходимость решения уравнения Кеплера:

$$x - e \sin x = M \quad (1)$$

относительно x при заданных величинах e (эксцентриситете) и M (средней аномалии).

Данное уравнение является трансцендентным уравнением, которое при $0 < e < 1$ имеет единственное решение. На данный момент известны различные методы решения данного уравнения. Например, часто используется решение методом разложения по степеням e [5]. Этот метод преимущественно полезен при аналитическом исследовании движения по эксцентрической орбите, в предположении малых значений e , не превышающих предела Лапласа 0.6627.... Однако точность численных результатов, получаемых методом степенных рядов, ухудшается при увеличении значений e . В то же время во многих задачах желательно получать решение уравнения Кеплера с максимальной точностью, которая возможна, исходя из используемого компьютерного формата представления действительных чисел. Хотя современные компьютеры могут оперировать с числами, точность которых намного превосходит точность современных наблюдений (на-

пример, точность 80-битных чисел расширенной точности с 64-битной мантиссой соответствует 19 десятичным знакам), мы полагаем, что получение результата с максимально возможной точностью по-прежнему актуально по следующим причинам.

Во-первых, иногда для увеличения скорости вычислений целесообразно использовать машинное представление меньшей разрядности, чем максимально возможное, поскольку те же самые операции с числами меньшей разрядности выполняются быстрее. Например, для ускорения вычислений иногда имеет смысл использовать не 80-битные числа расширенной точности, а 64-битные числа двойной точности (с 52-битной мантиссой, соответствующей 15–16 десятичным знакам). Или может даже 32-битные числа одинарной точности с 24-битной мантиссой, соответствующей семи десятичным знакам. И чем ниже точность, обусловленная используемым компьютерным форматом представления действительного числа, тем важнее не допускать ее потерь, связанных с особенностями решения данной задачи.

Во-вторых, решение уравнения Кеплера обычно является промежуточным результатом, используемым для дальнейших вычислений, порой весьма сложных. И в ходе этих вычислений также возможна некоторая потеря точности (см. напр., [6]). При этом не всегда можно надежно оценить и правильно учесть эти потери точности. Таким образом, полезно иметь максимально возможный запас точности вычисления решения уравнения Кеплера.

В-третьих, даже если ошибка, связанная с вычислением теоретического значения физической величины, значительно меньше ошибки наблюдения, в некоторых случаях такая вычислительная ошибка может заметно исказить результаты, связанные со статистическим анализом наблюдений. Так, в [7] на примере интерпретации транзитной кривой блеска системы HD 209458 показано, как ошибка при вычислении модельных значений кривой блеска влечет статистически значимое изменение невязки χ^2 .

Также необходимость высокой точности может проявиться независимо от точности наблюдений при решении задачи минимизации невязки χ^2 в ходе интерпретации транзитной кривой блеска. Во многих методах нелинейной оптимизации (напр., методе Левенберга-Марквардта) используются производные минимизируемого выражения (или входящих в него функций) и на сходимость последовательности метода может существенно влиять точность вычисления этих производных, в выражение для которых входит решение уравнения Кеплера для различных значений M и e и при фиксированных значениях наблюдательных данных (точность измерения которых не имеет значения для процесса минимизации).

На данный момент существуют различные алгоритмы решения уравнения Кеплера, основанные на быстро сходящихся итерационных последовательностях действительных чисел. Однако числа с плавающей запятой отличаются от действительных чисел, а разница между расчетами с числами с плавающей запятой и соответствующими расчетами с действительными числами может становиться значительной, если в эти расчеты входит вычисление выражений, близких к машинному нулю. И в некоторых случаях ошибки округления промежуточных результатов вызывают заметную потерю точности в конечном результате.

Мы рассмотрим данную проблему на примере из работ [8, 9], где описан алгоритм решения уравнения Кеплера, основанный на итерационной последовательности действительных чисел, которая быстро сходится к требуемому результату. Тут следует заметить, что данное утверждение о сходимости верно для $0 < M < \pi$. Элементарной численной проверкой можно убедиться в том, что последовательность расходится при $e = 0.93$ и $-0.41 \leq M \leq -0.39$. Возможно, эта расходимость устраняется выбором правильных начальных приближений для соответствующих диапазонов значений параметров. Однако и при $0 < M < \pi$, если реализовать этот алгоритм с 64-битными числами двойной точности, можно обнаружить, что при некоторых значениях исходных данных

соответствующая последовательность чисел с плавающей запятой не приближается к требуемому результату ближе некоторого значения, заметно большего ошибки в последнем разряде. Можно указать такие M и e , что построенная по упомянутому алгоритму последовательность компьютерных чисел не приближается к решению уравнения Кеплера ближе чем на $10^3 \epsilon$, где $\epsilon = 2^{-52}$ – ошибка в последнем разряде чисел двойной точности. Следовательно, решение уравнения Кеплера при таких значениях параметров по данному алгоритму возможно с ошибкой, не меньшей, чем $10^3 \epsilon$. Если же в качестве условия прерывания итерационного цикла в программе установить достижение большей точности, то цикл станет бесконечным.

Следует отметить, что подобный “сбой” в сходимости компьютерной последовательности не является результатом особенности и/или неустойчивости задачи решения уравнения Кеплера, сформулированной на множестве действительных чисел. Он обусловлен именно данным компьютерным представлением чисел. При переходе к другому представлению, например, к 80-битным числам расширенной точности, при данных параметрах значения итерационной последовательности приближаются к значению решения уравнения Кеплера с точностью порядка соответствующего машинного ϵ . Также подобных “сбоев” сходимости уже не будет при незначительном отклонении от вышеприведенных значений M и e , например, при изменении лишь их последних цифр. Более того, наличие такого сбоя может зависеть и от выбора компилятора, используемого для того, чтобы запрограммировать алгоритм. Поэтому подобные “сбои” сходимости трудно выявить простым тестированием программы, т.е. с испытанием при небольшом количестве вариантов исходных данных. Однако данный сбой может проявиться при обработке больших массивов данных.

В настоящей работе построен алгоритм решения уравнения Кеплера, обеспечивающий достижение машинной точности результата путем учета особенностей вычислений вблизи машинного нуля. Для этого используется метод касательных (метод Ньютона), погрешность которого уменьшается до машинного нуля в среднем примерно за 5 итераций при использовании чисел расширенной точности (точное количество зависит от значений e и M). Построение алгоритма на основе именно метода Ньютона представляется наиболее подходящим для наших целей, поскольку именно так удобнее контролировать влияние особенностей вычислений вблизи машинного нуля.

Существенным моментом в использовании метода Ньютона является выбор начального при-

ближения, при котором итерационная последовательность заведомо сходится к решению уравнения Кеплера. Отметим, что произвольно выбранное начальное приближение может не обеспечить оптимальную сходимость соответствующей итерационной последовательности. Итерационная последовательность может даже оказаться расходящейся при некоторых значениях начального приближения. Поэтому для решения уравнения Кеплера важен выбор начального приближения. При этом сформулирована задача численного решения уравнения Кеплера именно как задача нахождения соответствующего числа с плавающей запятой. Также описано тестирование точности и скорости алгоритма.

2. ПОСТРОЕНИЕ ИТЕРАЦИОННОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ

При $0 \leq e < 1$ и любом действительном M запишем уравнение Кеплера как

$$f(x) = 0, \quad (2)$$

где

$$f(x) = x - e \sin x - M. \quad (3)$$

Нетрудно видеть, что $f(M - e) = -e(1 + \sin(M - e)) \leq 0$, $f(M + e) = e(1 - \sin(M - e)) \geq 0$, т.е. функция f меняет знак на отрезке $[M - e, M + e]$. Поскольку функция $f(x)$ непрерывная и возрастающая при любых x , уравнение (2) всегда имеет единственное решение.

В тривиальном случае $M = \pi k$, где k – целое число, его решением является $x = M$, т.е., $\mathcal{H}(\pi k, e) = \pi k$.

Для решения данного уравнения методом касательных необходимо существование интервала D , содержащего искомое решение, причем такого, что на нем вторая производная $f''(x)$ не меняет знак, и один из концов этого интервала z удовлетворяет условию

$$f''(x)f(z) > 0, \quad \forall x \in D. \quad (4)$$

В таком случае, согласно известному утверждению [10], последовательность метода касательных, определяемая итерационным выражением

$$x_{n+1} = x_n - \frac{f(x_n)}{f'(x_n)}, \quad (5)$$

сойдется к искомому решению, если взять z в качестве начального приближения.

Возьмем в качестве z ближайшее к M число вида $\pi(2m + 1)$, где m – целое число. Если $z > M$, то

$$\begin{aligned} f''(x) &= e \sin x > 0 \quad \forall x \in (2\pi m, z), \\ f(z) &= z - M > 0, \end{aligned}$$

таким образом условие (4) выполняется, если за D взять интервал $(2\pi m, z)$. Если $z < M$, то

$$\begin{aligned} f''(x) &= e \sin x < 0 \quad \forall x \in (2\pi(m + 1), z), \\ f(x_0) &= z - M < 0, \end{aligned}$$

таким образом условие (4) выполняется, если за D взять интервал $(x_0, 2\pi(m + 1))$.

Таким образом, если в качестве начального приближения выбрать $x_0 = \pi(2m + 1)$, последовательность метода касательных сходится к искомому решению уравнения (1). Отметим, что это начальное условие можно улучшить, отметив, что если x является нетривиальным решением уравнения (1), то

$$M - e < x < M + e,$$

т.е. решение уравнения принадлежит и интервалу $[M - e, M + e]$. Поэтому если $z > M$, можно в качестве улучшенного начального приближения x_0 взять $\min(z, M + e)$, а если $z < M$, то взять $\max(z, M - e)$. Условие (4) будет выполняться и при замене в нем z на x_0 .

Подставив (3) в (5), получим

$$\begin{aligned} x_{n+1} &= x_n - \frac{x_n - e \sin x_n - M}{1 - e \cos x_n} = \\ &= \frac{e(\sin x_n - x_n \cos x_n) - M}{1 - e \cos x_n}. \end{aligned} \quad (6)$$

Таким образом, последовательность (6) сходится к искомому решению уравнения Кеплера, если взять в качестве начального приближения

$$x_0 = \begin{cases} \max(\pi(2m + 1), M - e), & \pi(2m + 1) < M \\ \min(\pi(2m + 1), M + e), & \pi(2m + 1) > M, \end{cases}$$

где m – такое целое число, при котором величина $|\pi(2m + 1) - M|$ принимает минимальное значение. Построенная выше итерационная последовательность $\{x_n\}$ является монотонной, и каждый ее член ближе к искомому решению, чем предыдущие.

Следует отметить, что задача решения уравнения Кеплера при произвольном значении средней аномалии может быть сведена к задаче решения уравнения Кеплера в пределах первого оборота. Мы рассматриваем общий случай для удобства при практической реализации метода, в том числе для того, чтобы исключить применение к значению средней аномалии операции получения остатка от деления на 2π , учитывая, что архитектура современных ЭВМ позволяет вычислять значения тригонометрических функций для любых значений аргумента на аппаратном уровне.

Подчеркнем, что существенную роль играет именно выбор начального приближения x_0 . Указанного поведения итерационной последователь-

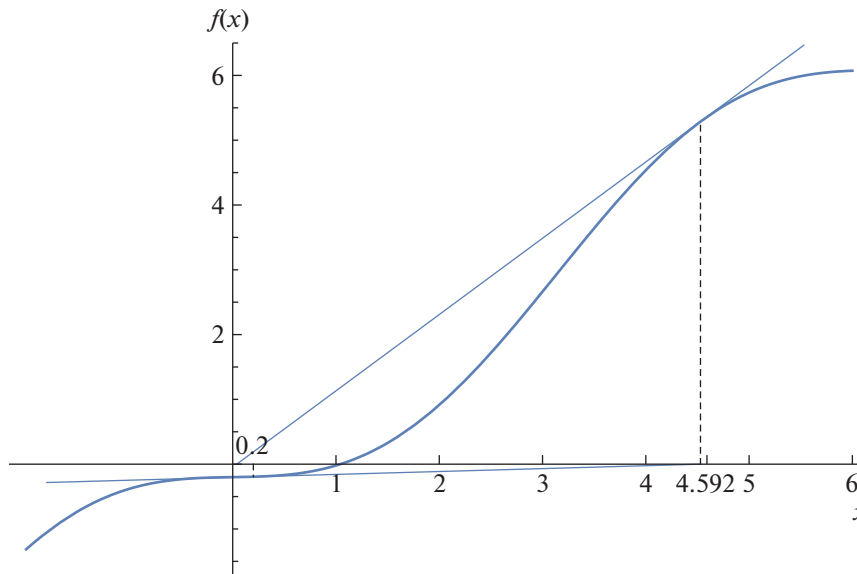


Рис. 1. Пример использования начального приближения $x_0 = M$, приводящего к расходящейся последовательности решений уравнения (3), при значениях средней аномалии $M = 0.2$ и эксцентриситета $e = 0.9747$.

ности не может гарантировать произвольный выбор. Например, если выбрать в качестве начального приближения $x_0 = M$, это во многих случаях также даст сходящуюся последовательность, и некоторые авторы предлагают такой выбор (см., напр., [11]). Однако могут быть значения M и e , при которых члены последовательности с $x_0 = M$ значительно удаляются от искомого решения, например, если $M = 0.2$, $e = 0.9747$ (см. рис. 1). В работе [11] также указывалось на существование значений M и e , при которых итерационная последовательность расходится.

3. ТОЧНОСТЬ ВЫЧИСЛЕНИЙ ВБЛИЗИ МАШИННОГО НУЛЯ

Приведенное в предыдущем разделе построенное итерационной последовательности, сходящейся к решению уравнения Кеплера, получено применительно к абстрактным действительным числам. В реальных компьютерных вычислениях мы оперируем числами с плавающей запятой, которые рассматриваются как приближенные значения действительных чисел. И в случае замены в вычислениях действительных чисел на числа с плавающей запятой соответствующие результаты также верны лишь приближенно. При этом величина ошибки при непосредственной замене действительного числа числом с плавающей запятой соответствует размеру мантиссы. Если действительное число аппроксимируется числом расширенной точности, мантисса которого содержит 64 бит (что гарантирует 19 десятичных значащих

цифр), то величина относительной ошибки аппроксимации будет 2^{-64} , или $\sim 10^{-19}$.

Однако относительная ошибка результата вычислений с числами с плавающей запятой может быть значительно больше. Прежде всего это относится к случаю сложения (вычитания) двух чисел, когда результат по модулю значительно меньше, чем слагаемые. Если два действительных числа настолько близки, что соответствующие им числа с плавающей запятой не различаются, то результатом компьютерного вычисления их разности будет ноль. В то время как конечный результат решения задачи для действительных чисел зависит от этой разности как от промежуточного результата и обращение этой разности в ноль существенно искажает конечный результат.

Если два числа с плавающей запятой отличаются в нескольких последних знаках, относительная точность их разности будет соответствовать именно этому количеству знаков (скажем, при отличии чисел в двух последних десятичных знаках относительная погрешность вычисления их разности будет 1%). Поэтому замена абстрактных действительных чисел компьютерными числами с плавающей запятой может существенно ухудшить точность вычисления итогового результата, несмотря на то, что формальная задача поставлена корректно и устойчива к малым изменениям входных данных в виде абстрактных действительных чисел (изменения в 2^{-64} в исходных данных в виде действительных чисел влечет изменения того же порядка в итоговом результате). Для получения результата с заданной точностью ϵ путем

формальной реализации алгоритма, гарантирующей такую точность применительно к абстрактным действительным числам, необходимо использовать числа с плавающей запятой, точность которых значительно выше ϵ .

Разумеется, можно получить результат с заранее заданной точностью ϵ путем формальной реализации алгоритма с числами произвольной точности. Однако использование этого способа нежелательно по причине значительного возрастания времени вычислений, поскольку эмуляция элементарных операций с числами произвольной точности требует затрат машинного времени, значительно больших, чем выполнение реализованных на машинном уровне элементарных операций с 80-битными числами, не говоря уже о 64-битных.

Ввиду сказанного выше, для получения решения уравнения Кеплера с максимально возможной точностью, в рамках использования операций с числами с плавающей запятой, представляется целесообразным ставить задачу не как задачу нахождения числа, отличающегося от истинного решения уравнения не более чем на некоторое заданное ϵ , а как нахождение машинного числа с плавающей запятой, подстановка которого в уравнение (1) дает минимальное по модулю значение левой части, т.е. функции $f(x) = x - e \sin x - M$.

Отметим, что одним из результатов вычисления (1) с использованием чисел с плавающей запятой может быть машинный ноль. Хотя возможна и ситуация, когда при некоторых машинных значениях M и e машинный ноль не будет достигаться ни при каком машинном значении x .

Для решения такой задачи сначала вычисляется последовательность, заданная выражением (5) или (6). Применительно к абстрактным числам разность между x_n и истинным решением уравнения Кеплера, равно как и величина $f(x_n)$, при любом n не меняют свой знак. В случае если $f(x_n)$ не меняет знак при любом n применительно к машинному x_n , его абсолютная величина будет уменьшаться по мере увеличения n , и на некотором шаге N (исходя из вида (5)) станет равным нулю. В таком случае x_n можно считать искомым решением.

Однако ввиду неточности, связанной с конечным представлением действительных чисел как чисел с плавающей запятой, машинное значение $f(x_n)$ может изменить знак на некотором шаге. В таком случае про дальнейшие элементы последовательности x_n нельзя утверждать, что они являются наилучшим приближением уравнения Кеплера. Однако они достаточно близки к истинному уравнению Кеплера, поэтому имеет смысл зафиксировать некоторые два из них, при кото-

рых функция $f(x_n)$ имеет разные знаки, и, начиная с образуемого ими отрезка, решать уравнение (1) методом половинного деления. Данный метод сходится значительно медленнее, чем метод касательных, и поэтому нецелесообразно использовать его на больших интервалах. В то же время этот метод основан исключительно на вычислении значения функции $f(x_n)$ и сравнении его с нулем, поэтому не чувствителен к ошибкам, которые возникают при операциях со значением $f(x_n)$. Поэтому имеет смысл использовать его для уточнения результата, полученного с помощью быстро сходящегося метода касательных.

Подчеркнем, что данный подход к нахождению численного значения решения уравнения Кеплера устраняет ошибку, связанную с промежуточными вычислениями (с конечным представлением используемых в нем чисел), но в любом случае конечный результат может содержать ошибку, вызванную ошибкой в исходных данных, которая, в свою очередь, связана с конечным представлением этих исходных данных (значений M и e) и соответствует значению последнего машинного разряда (2^{-64} для чисел расширенной точности с 64-битной мантиссой). Такая ошибка (превосходящая ошибку округления) появится, если производная $f'(x) < 1$. Можно сказать, что эта ошибка обусловлена чувствительностью результата к исходным данным.

Для сравнения мы реализовали алгоритм, описанный в [8, 9] с 64-битными числами двойной точности, относительная ошибка округления которых составляет $\epsilon = 2^{-52}$. Данный алгоритм основан на использовании сходящейся к решению уравнения Кеплера итерационной последовательности

$$E_{n+1} = E_n - \frac{(M + e \sin E_n - E_n)^2}{E_n - 2(M + e \sin E_n) + M + e \sin(M + e \sin E_n)}$$

при $E_0 = M + 0.85e$. Такую последовательность предлагается вычислять, пока $|E_{n+1} - E_n| > \epsilon$, где ϵ – требуемая точность вычислений. Еще раз напомним, что при указанном начальном приближении эта последовательность не сходится для некоторых диапазонов значений M вне $0 < M < \pi$. Однако и при $0 < M < \pi$ могут возникать сложности с построением соответствующей последовательности компьютерных чисел для максимально точного вычисления. Аналогичные сложности могут возникнуть и с другими алгоритмами решения уравнения Кеплера, мы рассмотрим их на примере алгоритма [8, 9].

Для реализации с 64-битными числами двойной точности, как уже указывалось выше, при не-

которых значениях M и e , значения данной итерационной последовательности не приближаются к решению уравнения Кеплера ближе, чем на величину, существенно большую ошибки округления до последнего разряда 64-битного машинного числа ϵ . Напомним, что такие числа зависят от конкретной компьютерной реализации алгоритма. Например, при реализации на одном из компиляторов языка C при $M = 0.09912109375$ и $e = 0.70849609375$ значения относительной разности $|(E_{n+1} - E_n)/E_{n+1}|$ не становятся меньше, чем $\epsilon 10^3$, где ϵ – ошибка округления до последнего разряда 64-битного машинного числа. Для реализации на другом компиляторе такими значениями оказываются, например, $M = 0.00653076171875$, $e = 0.9605560302734375$. В конце работы мы даем ссылку на программу, которая выявляет такие значения M и e . Если в качестве условия прерывания итерационного цикла устанавливается уменьшение модуля относительной разности $|(E_{n+1} - E_n)/E_{n+1}|$ между элементами итерационной последовательности менее чем на $\epsilon 10^3$, такой цикл становится бесконечным (программа закликивается). Чтобы гарантированно избежать такого рода ситуации для любых значений исходных параметров, в приведенном алгоритме придется выбирать достаточно большое ϵ . При этом возникает еще и довольно нетривиальный вопрос о том, каким именно должно быть такое ϵ . Но уже из приведенного примера понятно, что это значение ϵ должно как минимум в 10^3 раз превышать ошибку округления до последнего разряда машинного представления числа.

Реализация нашего алгоритма с числами двойной точности позволяет вычислить решение уравнения Кеплера при вышеупомянутых значениях M и e с точностью до 15-десятичного знака, т.е. на уровне машинной точности, соответствующей такому представлению числа.

Далее мы провели численное тестирование точности значений решения уравнения Кеплера, полученных с помощью описанного алгоритма. Для этого мы реализовали алгоритм с числами расширенной точности (80-битными числами с 64-битной мантиссой, что в десятичной форме дает 19 значащих цифр) и с числами более высокой (эмулированной) точности. Как уже упоминалось выше, для практических вычислений использование таких чисел во многих случаях неэффективно, поскольку сильно увеличивает время вычислений. Однако с их помощью удобно проверить вычисления, сделанные с обычными машинными числами.

Мы осуществили вычисления с помощью описанного алгоритма как с эмулированными числами, содержащими значительно больше знаков,

чем машинное 80-битное число, так и с 80-битными числами (с которыми элементарные операции выполняются на машинном уровне). Результат с эмулированными числами при этом имел гарантированно большую точность, чем результат с 80-битными числами. Далее мы вычисляли разность результата x , полученного с использованием 80-битных чисел и с помощью эмулированных чисел повышенной точности при одинаковых входных значениях M и e . Всего мы осуществили вычисления такой разности при 10^8 значениях пары M и e , в качестве значения M бралось псевдослучайное число с равномерным распределением на интервале $[0, \pi]$, а в качестве значения e бралось псевдослучайное число с равномерным распределением на интервале $[0, 1]$. Такие же вычисления были произведены со значениями M и e , расположенными в виде равномерной сетки из 10^4 значений на соответствующем интервале. В случае $f'(x) < 1$ мы умножали полученную разность на $f'(x)$, чтобы учесть неизбежную ошибку, вызванную чувствительностью результата к ошибке округления входных значений. В каждом случае результат оказывался менее 10^{-19} , что позволяет сделать вывод о том, что 80-битное значение решения уравнения Кеплера получено с точностью, максимально возможной для 80-битного представления числа, и практически не искажено в результате промежуточных вычислений.

Для таких же 10^8 пар входных значений M и e (случайных и расположенных на равномерной сетке) мы протестировали количество итераций, необходимое для достижения максимальной точности. Среднее количество таких итераций, с учетом итераций методом половинного деления, оказалось равным примерно 5.51 (оно может возрасти при значениях e , близких к единице). Отметим, что если считать только итерации методом касательных, среднее их количество оказывается незначительно меньше, примерно 5.28. Таким образом, можно сделать вывод, что необходимость в уточнении результата методом половинного деления возникает, хотя общий объем таких вычислений сравнительно небольшой, около 4% от общего числа итераций. Однако при массовой обработке наблюдений мы практически неизбежно сталкиваемся с такими ситуациями.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Часто решение уравнения Кеплера является промежуточным результатом, используемым для дальнейших, нередко весьма сложных вычислений, в которых неизбежно происходит существенная потеря точности. Примером таких вычислений может являться интерпретация кривой

блеска. При этом для статистического анализа наблюдательных данных иногда может требоваться точность, существенно превышающая точность наблюдений [7]. Равным образом высокая точность вычисления выражений, содержащих решение уравнения Кеплера, независимо от точности наблюдательных данных, желательна при решении задачи минимизации невязки χ^2 (см., напр., [1–4]). В сложных вычислениях представляется полезным использовать любую возможность для увеличения точности вычислений, в том числе потому, что иногда весьма сложно оценить необходимую точность, особенно, если речь идет о вычислительных задачах, которые могут возникнуть в будущем. Поэтому и при решении уравнения Кеплера важно стремиться к максимально точному результату.

Авторами в работе предложен алгоритм для быстрого вычисления решения уравнения Кеплера с точностью, наилучшей при данном машинном представлении действительных чисел. Предложенный алгоритм состоит из двух этапов.

Первым этапом является использование быстро сходящегося метода касательных для получения результата с точностью, которую данный метод может обеспечить с учетом конечности машинного представления чисел. При этом существенное значение имеет эффективный выбор начального приближения такой, что последовательные приближения представляют собой сходящуюся монотонную последовательность, каждый член которой ближе к искомому значению, чем предыдущие.

Вторым этапом является использование метода половинного деления для окончательного уточнения полученного значения, которое в некоторых случаях может содержать неточность в последних разрядах. При этом метод Ньютона обеспечивает простой критерий, по которому можно эффективно определить необходимость специального уточнения решения (изменение знака $f(x_n)$, невозможное в итерационной последовательности применительно к абстрактным действительным числам).

При этом задача решения уравнения Кеплера формулируется применительно к машинному представлению чисел как задача нахождения машинного числа, представляющего наилучшее возможное приближение решения уравнения Кеплера при заданных значениях средней аномалии и эксцентриситета.

Проведено сравнение эффективности предложенного авторами алгоритма решения уравнения Кеплера и другого, во многом сходного с методом Ньютона, алгоритма. Отмечено, что для некоторых значений M и e итерационная последовательность, построенная в машинном представлении действительных чисел, может перестать схо-

диться, отличаясь от минимально возможной для данного представления ошибки не менее чем в 10^3 раз. При этом такая ситуация возникает в сравнительно небольшом проценте возможных значений M и e , она не связана с какими-либо особенностями решения уравнения Кеплера применительно к абстрактным действительным числам. Поэтому возможность такой ситуации вполне может быть не выявлена простым тестированием формальной реализации алгоритма (которая не учитывает специфики машинного представления чисел), но может проявиться в дальнейшем при использовании такой реализации при обработке большого массива данных. При этом учесть возможность подобной ситуации, не выходя за рамки описанного в [8, 9] алгоритма, можно лишь существенным завышением ошибки для конечного результата ϵ .

Предложенный авторами алгоритм позволяет получить решение уравнения Кеплера с точностью на уровне ошибки округления для используемого компьютерного представления действительного числа (машинной точности) абсолютно для любых входных значений M и e . Эффективность использования такого алгоритма проявляется прежде всего при сложной обработке больших массивов данных, например, в задаче интерпретации современных наблюдаемых транзитных кривых блеска, которые могут содержать до нескольких десятков тысяч точек наблюдений. Таким образом, предложенный авторами алгоритм имеет определенное преимущество перед описанным в [8, 9] алгоритмом, даже если для большинства входных значений M и e для этих алгоритмов нет существенной разницы в скорости сходимости и достигаемой точности.

Путем численного эксперимента на большом массиве синтетических исходных данных проверена точность, обеспечиваемая алгоритмом, показано, что она является максимально достижимой для используемого представления действительного числа. Также оценено среднее количество итераций, от которого напрямую зависит время вычислений применительно к 80-битным числам с плавающей запятой (которые во многих современных ЭВМ обеспечивают максимальную машинную точность).

Разработанный авторами алгоритм общедоступен. Его программная реализация на языке C расположена на сайте Государственного астрономического института им. П.К. Штернберга¹. Здесь расположен файл с реализацией алгоритма для 64- и 80-битного представления. Отдельно находится реализация для 128-битного представления, используемого в некоторых компиляторах C/C++. Хотя для большинства современных за-

¹ <http://lnfm1.sai.msu.ru/ngostev/Files/Kepler.zip>

дач такая точность скорее всего будет избыточной и не оправдывающей увеличения временных затрат на операции со столь длинными числами, данная реализация полезна для тестирования точности. Также по приведенной ссылке расположена программа с реализацией метода Danby [8, 9] для 64-битных чисел, с контролем достижения заданной относительной точности путем подсчета числа итераций. Она демонстрирует упомянутое в статье отсутствие сходимости последовательности E_n при некоторых значениях M и e , которые находятся случайным перебором. При этом за критерий того, что последовательность не сходится, берется условие, что при $n > 500$, т.е. после 500 шагов, $|(E_{n+1} - E_n)/E_{n+1}| > N\epsilon$, где N — заданное число (оно изначально задано как 1000).

Примеры использования разработанного авторами алгоритма решения уравнения Кеплера из работы [7] также расположены на сайте Государственного астрономического института им. П.К. Штернберга², в программных комплексах OccultationPack3 и DemoPack1.

² <http://Infm1.sai.msu.ru/ngostev/algorithm.html>; <http://Infm1.sai.msu.ru/~ngostev/algorithm.html>

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. М. К. Абубекеров, Н. Ю. Гостев, А. М. Черепашук, *Астрон. журн.* **85**, 121 (2008).
2. М. К. Абубекеров, Н. Ю. Гостев, А. М. Черепашук, *Астрон. журн.* **86**, 778 (2009).
3. М. К. Абубекеров, Н. Ю. Гостев, А. М. Черепашук, *Астрон. журн.* **87**, 1199 (2010).
4. Н. Ю. Гостев, *Астрон. журн.* **88**, 704 (2011).
5. Г. Н. Дубошин, *Небесная механика. Основные задачи и методы* (М.: Наука, 1968).
6. М. К. Абубекеров, Н. Ю. Гостев, *Астрон. журн.* **96**, 70 (2019).
7. М. К. Abubekеров and N. Yu. Gostev, *Astron. and Astrophys.* **633**, id. A96 (2020).
8. J. M. A. Danby, *Fundamentals of Celestial Mechanics. Second Edition* (Willmann-Bell, Inc., USA, 1995).
9. Н. В. Емельянов, *Динамика естественных спутников планет на основе наблюдений* (Фрязино: Век-2, 2019).
10. А. Н. Колмогоров, С. В. Фомин, *Элементы теории функций и функционального анализа* (М.: Наука, 1976).
11. A. W. Odell and R. H. Gooding, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy* **38**, 307 (1986).

УДК 52-337:629.785

КОСМИЧЕСКИЙ ДЕТЕКТОР ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН TIANQIN: КЛЮЧЕВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ И ТЕКУЩЕЕ СОСТОЯНИЕ РЕАЛИЗАЦИИ ПРОЕКТА

© 2020 г. В. К. Милюков^{1, 2, *}

¹ *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия*

² *Университет имени Сунь Ят-Сена, Гуанчжоу, Китайская Народная Республика*

**E-mail: vmilyukov@yandex.ru*

Поступила в редакцию 15.06.2020 г.

После доработки 29.06.2020 г.

Принята к публикации 30.06.2020 г.

TianQin – проект гравитационно-волнового детектора космического базирования для регистрации ГВ событий в миллигерцовом диапазоне частот. Космический детектор должен быть реализован на трех идентичных свободных от сноса космических аппаратах, вращающихся на орбите вокруг Земли. Ключевыми технологиями, формирующими принципы функционирования космического ГВ детектора, являются, во-первых, ультрастабильный лазерный интерферометр транспондерного типа и, во-вторых, система компенсации негравитационных возмущений. В работе обсуждаются базовые принципы работы и современное состояние ключевых технологий, создаваемых в КНР. Учитывая нынешний уровень технологической готовности, следует ожидать, что TianQin будет запущен во второй половине следующего десятилетия и будет служить космической обсерваторией для широкого класса астрофизических источников гравитационных волн.

DOI: 10.31857/S0004629920120075

1. ВВЕДЕНИЕ

Задачей гравитационно-волновой физики ближайших десятилетий станет создание гигантских гравитационных антенн, расположенных в космическом пространстве. Основным аргумент в пользу выбора космических систем детектирования гравитационных волн связан с диапазоном частот в будущих детекторах. Для получения наиболее интересной информации о Вселенной необходимо “сдвигаться” в область низких частот. Если LIGO имеет максимальную чувствительность в области 20 Гц, то в будущих экспериментах необходимо иметь максимальную чувствительность в миллигерцовом диапазоне. Поэтому основная цель космических ГВ детекторов – наблюдение и регистрация гравитационных волн в частотной области 0.1 мГц–1 Гц, где гравитационные детекторы, расположенные на Земле, ограничены земными шумами. Источниками гравитационных волн в этом частотном диапазоне являются сверхмассивные черные дыры [1, 2], галактические двойные звезды [3, 4], а также стохастический ГВ фон [5–7]. С помощью космических ГВ детекторов можно исследовать позднюю стадию эволюции двойных объектов, а также структуру галактики в целом. Космические ГВ де-

текторы должны значительно углубить наши знания о массивных черных дырах, включая историю их развития, а также физические свойства.

В настоящее время в мире реализуется несколько проектов космических гравитационно-волновых детекторов. Основным инструментом, позволяющим достичь высочайшей точности в измерении относительного смещения пробных масс, является лазерный интерферометр. Поэтому проекты ГВ детекторов космического базирования основаны на принципах лазерной интерферометрии. ГВ детектор реализуется на трех спутниках, образующих два плеча интерферометра и находящиеся на орбите вокруг некоторого небесного объекта (Солнца или Земли) (рис. 1). Для возможности регистрации чрезвычайно слабого гравитационного сигнала спутники должны двигаться по “геодезической” траектории, т.е. все воздействия негравитационной природы должны быть полностью исключены. Таким образом, ключевыми технологиями, формирующими принципы функционирования космического ГВ детектора, являются (1) ультрастабильный лазерный интерферометр транспондерного типа и (2) система компенсации негравитационных ускорений (технология “безносого” спутника).

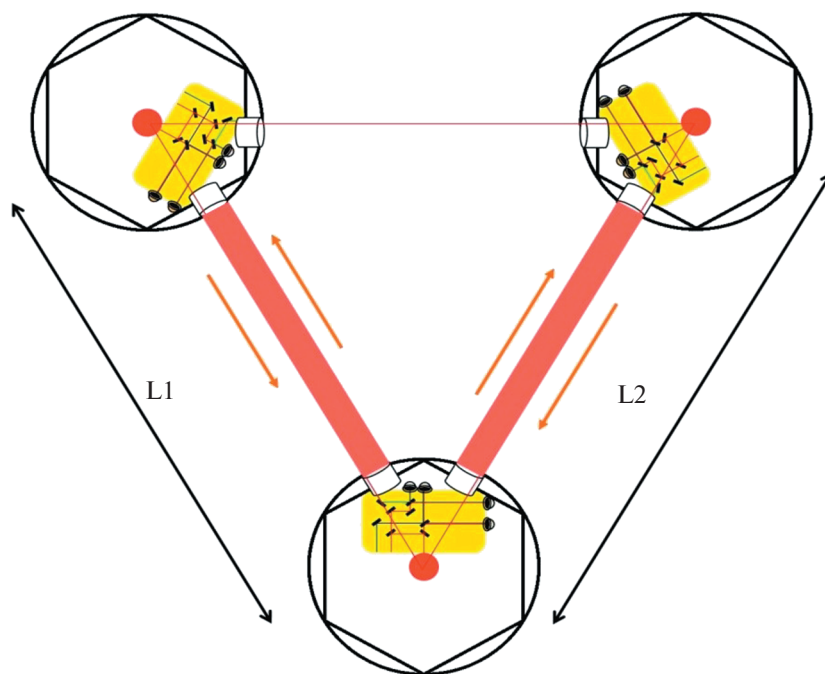


Рис. 1. Схема космического ГВ детектора. Три спутника на круговых геоцентрических орбитах. Лазерный интерферометр измеряет разность длин (разность фаз) между двумя плечами интерферометра, которая содержит информацию о гравитационных волнах [TianQin Research Center].

Наиболее известный космический ГВ проект — миссия LISA (Laser Interferometer Space Antenna) — предложена и разрабатывается уже более 20 лет [8]. Миссия выбрана в качестве 3-го этапа программы Cosmic Vision Европейского космического агентства (ЕКА) и планируется к запуску в 2034 г. Три спутника LISA образуют равносторонний треугольник, который вращается вокруг Солнца, следуя за Землей на расстоянии 50 млн. км. Расстояние между спутниками, которые формируют гигантский лазерный интерферометр, — 2.5 млн. км. Имея в виду чрезвычайно малую амплитуду гравитационных волн, чувствительность лазерного интерферометра LISA должна быть порядка $10 \text{ пм/Гц}^{1/2}$ в диапазоне частот от 0.1 мГц до 1 Гц.

Идея нового космического гравитационно-волнового эксперимента была предложена совместно учеными МГУ им. М.В. Ломоносова и Университета имени Сунь Ят-Сена (SYSU, Китай) и обсуждалась на ряде рабочих совещаний в 2014–2015 гг. Проект получил название TianQin (в переводе с китайского это “цитра” — струнный музыкальный инструмент). Целью проекта является создание ГВ обсерватории на геоцентрической орбите. Практическая реализация проекта началась в SYSU при участии ряда научных и промышленных организаций Китая. Планируется, что космический ГВ детектор должен быть создан в течение 15–18 лет.

2. КОНЦЕПЦИЯ ГРАВИТАЦИОННО-ВОЛНОВОГО ДЕТЕКТОРА TIANQIN

Существующие проекты космических детекторов гравитационных волн (например, LISA) ставят целью создание ГВ-обсерватории, которая предназначена для регистрации и изучения гравитационных волн от большого многообразия еще неизвестных источников. Уникальной особенностью проекта TianQin является то, что его целью является реализация эксперимента, который в первую очередь будет оптимизирован для обнаружения ГВ от одного наиболее перспективного источника гравитационного излучения (“калибровочного” источника). Поэтому первичная цель TianQin — прямое детектирование гравитационных волн с ожидаемыми свойствами и уточнение параметров калибровочного источника. Конечно, в дальнейшем детектор TianQin будет “работать” как обычная ГВ обсерватория. Детальная разработка орбитальной схемы эксперимента показала, что такой детектор может быть реализован на трех идентичных космических аппаратах (КА), размещенных на почти идентичных геоцентрических орбитах с большой полуосью $\sim 10^5$ км и формирующих равносторонний треугольник, плоскость которого ориентирована на калибровочный источник. В качестве источника была выбрана двойная система RX J0806.3+1527 (также известная как HM Cancri или HM Snc [9]), т.е. нормаль к плоскости детектора совмещена с

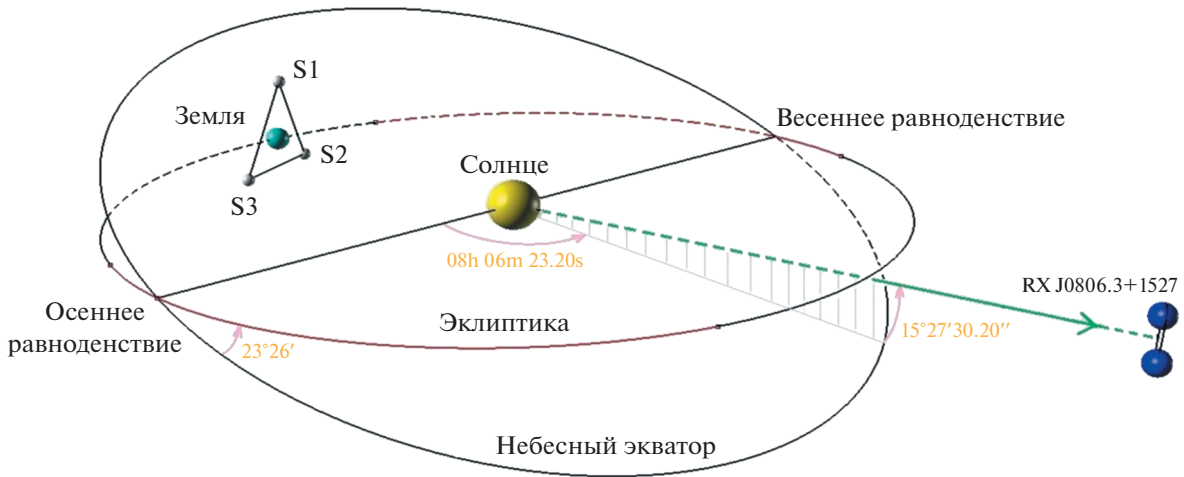


Рис. 2. Схема космического кластера эксперимента TianQin с двойной звездой J0806 в качестве калибровочного источника ГВ. КА обозначены как SC1, SC2 и SC3. Показаны также плоскость небесного экватора и направление на источник [10].

линией видимости калибровочного источника. Схема орбитального эксперимента TianQin [10] с калибровочным источником RX J0806.3 показана на рис. 2. Легко реализуемые геоцентрические орбиты были приняты в ряде других проектов космических гравитационно-волновых обсерваторий: OMEGA [11], DEGLI [12], gLISA [13]. Основным преимуществом геоцентрической орбиты является уменьшение финансовых расходов на реализацию и эксплуатацию детектора.

Аналогично другим проектам космических ГВ экспериментов в проекте TianQin для мониторинга изменений расстояния между пробными массами, расположенными внутри космических аппаратов, будет использована лазерная интерферометрия. Пробные массы подвержены воздействию различных источников негравитационного шума, возникающего как на борту КА, так и снаружи. Поэтому необходима высокоэффектив-

ная система компенсации действия негравитационных сил на пробные массы, которая позволит им двигаться по траектории “свободного падения” и таким образом испытывать возмущения только от проходящих гравитационных волн [10].

Чувствительность космического детектора TianQin определяется в первую очередь требованием обнаружения ГВ излучения от выбранного калибровочного источника. Расчеты показывают, что ГВ излучение от двойной звезды RX J0806.3 (двойная частота обращения ~ 6 мГц, расстояние ~ 5 пк) может быть зарегистрировано с отношением сигнал/шум ~ 10 в течение трех месяцев наблюдения.

Чтобы достичь научных целей проекта, шумы смещений пробных масс, измеренные лазерным интерферометром, не должны превышать $\sqrt{S_x} \approx 10^{-12}$ м/Гц $^{1/2}$ ($\sqrt{S_x} \approx 1$ пм/Гц $^{1/2}$), а негравита-

Таблица 1. Базовые параметры проекта TianQin

Параметр	Величина
Число КА	3
Форма кластера	Равнобедренный треугольник
Орбита	Геоцентрическая
Калибровочный источник	RX J0806.3+1527
Длина плеча интерферометра	$L \approx \sqrt{3} \times 10^5$ км
Точность измерения смещений ПМ	$\sqrt{S_x} = 1 \times 10^{-12}$ м/Гц $^{1/2}$ (0.1 мГц–1 Гц)
Компенсация негравитационных возмущений	$\sqrt{S_a} = 1 \times 10^{-15}$ м/с 2 /Гц $^{1/2}$ (0.1 мГц–1 Гц)
Интервалы наблюдений	(3 мес) \times 2 раза в год
Активное время жизни	5 лет

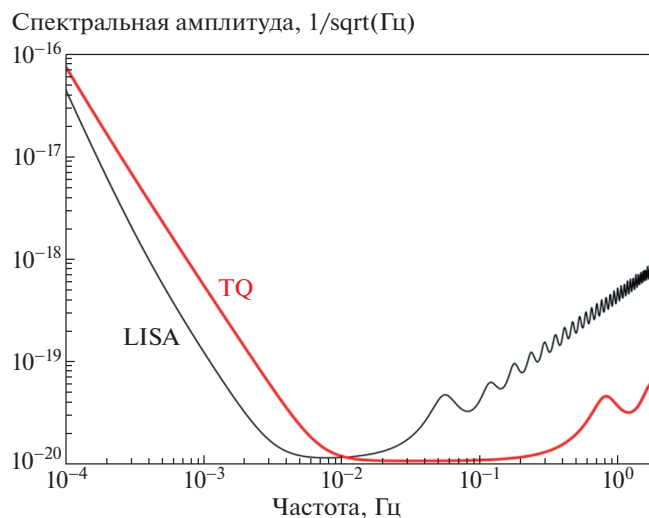


Рис. 3. Кривые чувствительности (в единицах спектральной амплитуды) проектов TianQin и LISA [TianQin Research Center].

ционные возмущения пробной массы должны быть скомпенсированы до уровня $\sqrt{S_a} \approx 10^{-15} \text{ м/с}^2/\text{Гц}^{1/2}$ в полосе частот предполагаемого ГВ сигнала 0.1 мГц—1 Гц. Это два основных технологических требования для TianQin [10]. Основные параметры миссии TianQin приведены в табл. 1. На рис. 3 приведено сравнение чувствительности детекторов LISA и TianQin.

Для реализации проекта TianQin в 2015 г. была разработана технологическая дорожная карта, так называемый “План 0123”:

Этап 0: Экспериментальная отработка технологии лазерной локации тестового КА на высоких орбитах масштаба миссии TianQin. На этом этапе планируется строительство новой наземной станций лазерной локации далеких спутников и создание одиночного уголкового отражателя нового поколения с большой апертурой, который должен быть установлен на тестовом КА.

Этап 1: Одиночная спутниковая миссия, главной целью которой является проверка и демонстрация технологии компенсации негравитационных возмущений.

Этап 2: Миссия с парой спутников, главная цель которой состоит в проверке и демонстрации работоспособности технологии межспутниковой лазерной интерферометрии.

Этап 3: Вывод на орбиту трех спутников, которые должны сформировать космическую ГВ обсерваторию TianQin.

3. ЛАЗЕРНАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ ТРАНСПОНДЕРНОГО ТИПА В КОСМИЧЕСКИХ ГВ ДЕТЕКТОРАХ

Лазерная интерферометрия для космического детектирования гравитационных волн базируется на совершенно иных принципах, чем детектирование на Земле. Наземный гравитационно-волновой детектор представляет собой интерферометр с резонаторами Фабри-Перо, которые могут усиливать ГВ сигналы. Космический гравитационно-волновой детектор реализует интерферометрию транспондерного типа, так как световая мощность, принимаемая удаленным космическим аппаратом, становится очень слабой из-за гигантского расстояния между КА и неизбежной дивергенцией лазерного луча. Таким образом, наземный ГВ детектор — это один интерферометр майкельсоновского типа, в котором решается проблема отражения сильной световой мощности. Космический детектор состоит как минимум из двух интерферометров транспондерного типа, в которых должна решаться проблема приема слабой световой мощности [14].

На рис. 4 показана принципиальная схема межспутникового транспондерного интерферометра. Частотно-стабилизированный и стабилизированный по мощности ND:YAG лазер (активная среда — алюмо-иттриевый гранат, легированный ионами неодима), обозначенный как “мастер лазер”, производит мощный когерентный пучок света, который должен обеспечить интерференцию между локальным лазерным лучом данного КА и принятым лучом от удаленного КА. Система управления наведением лазерного луча между КА отвечает за точность наведения и прием межспутниковых лазерных лучей. После того, как лазерный луч ведущего КА проходит межспутниковое пространство и достигает ведомый КА, оптическая система автоподстройки фазы синхронизирует фазу излучения ведомого лазера с фазой принятого слабого светового сигнала. Затем луч ведомого лазера направляется обратно на ведущий КА. Информация о длине двойного пути светового луча содержится в фазе слабого сигнала, принятого ведущим КА, и прецизионный фазометр получает эту информацию с помощью измерения разности фаз между лазерным излучением “мастер лазера” и принятым световым сигналом. Это базовый принцип работы лазерной интерферометрии транспондерного типа.

Согласно приведенному выше описанию, ключевыми подсистемами межспутникового лазерного интерферометра для космического детектирования гравитационных волн являются: бортовой частотно-стабилизированный лазер, контур фазовой автоподстройки частоты слабого светового сигнала и система управления наведением межспутникового луча.

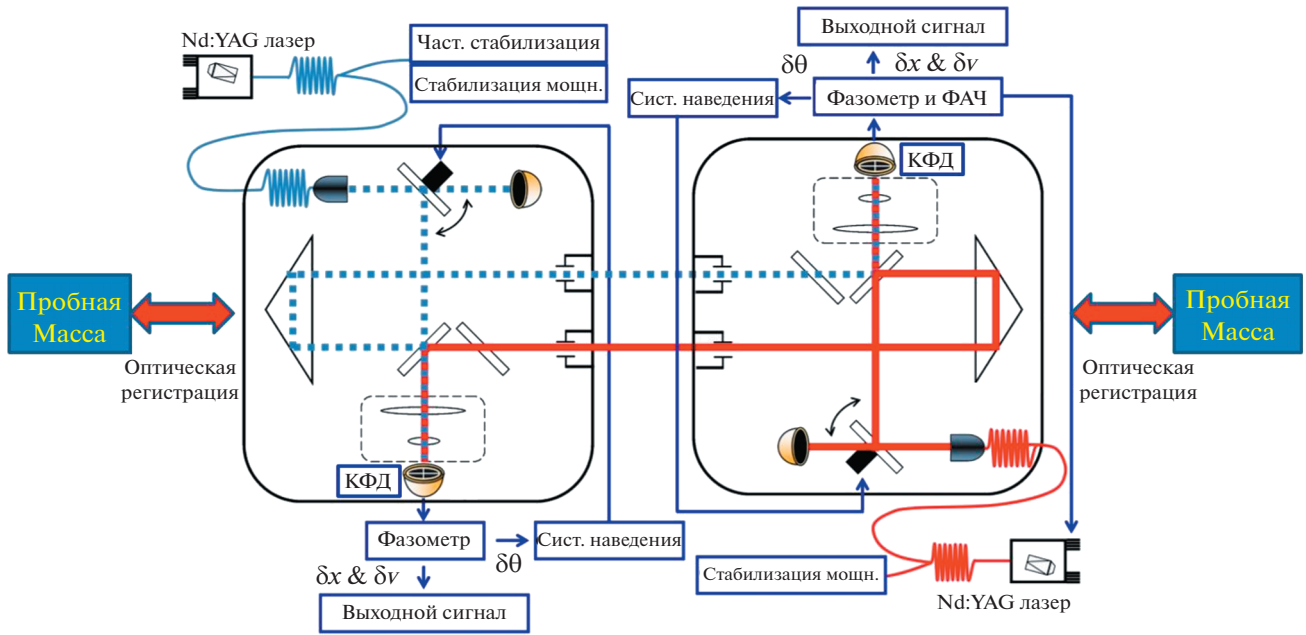


Рис. 4. Принципиальная схема межспутникового транспондерного лазерного интерферометра для детектирования гравитационных волн в космосе. Левая и правая оптические системы монтируются внутри ведущего и ведомого спутников соответственно. В ведущем КА сигнал от квадрантного фотоприемника (КФД) передается на фазометр, который может генерировать два вида выходного сигнала. Первый – это углы рассогласования локального лазерного луча $\delta\theta$, используется для управления наведением межспутникового лазерного луча. Второй – межспутниковые относительные скорость и смещение, δx и δy , которые являются выходными научными данными. Для ведомого КА рабочий процесс аналогичен предыдущему, за исключением того, что выходные сигналы фазометра направляются в оптический контур фазовой автоподстройки частоты для синхронизации фазы принятого слабого светового сигнала. Две пробные массы защищены от внешнего воздействия и расположены в центре акселерометров, которые используются в системе компенсации негравитационных возмущений (технология “безносового” спутника) [14].

3.1. Частотно-стабилизированный лазер

Длина волны лазерного излучения задает шкалу измерения межспутникового расстояния. Длина плеч космического интерферометра колеблется в пределах от нескольких сотен тысяч до миллионов километров. Поэтому нестабильность лазерного излучения (частотный шум) критически влияет на точность проведения межспутниковых измерений в космическом пространстве.

Расстояние между КА в проекте TianQin порядка 1.7×10^5 км. Для удовлетворения требований к точности измерения этого расстояния на уровне $0.5 \text{ пм}/\text{Гц}^{1/2}$ с рассогласованием плеч интерферометра порядка 1% (≈ 2000 км) требуется, чтобы после предварительной стабилизации частоты лазера частотный шум был меньше $10 \text{ Гц}/\text{Гц}^{1/2}$ на частоте 10 мГц, а затем дополнительно подавлен до уровня $0.1 \text{ мГц}/\text{Гц}^{1/2}$ технологией TDI (“интерферометрия с временной задержкой”) [15].

Для космической лазерной интерферометрии предпочтителен лазер с длиной волны 1064 нм из-за низкого поглощения луча в космической среде. Высокая выходная мощность также имеет важное

значение для надежного приема светового сигнала на удаленном космическом аппарате, соответственно мощность лазерного излучения должна быть не менее нескольких ватт (4 Вт в TianQin). Твердотельный Nd:YAG лазер с объемным кольцевым резонатором [16] и длиной волны 1064 нм – наиболее надежный кандидат для космического ГВ детектора с точки зрения внутренней стабильности частоты и интенсивности, механической прочности, энергоэффективности и большого перестраиваемого частотного диапазона.

3.2. Фазовая автоподстройка частоты слабого светового сигнала

Фазовая автоподстройка частоты слабого светового сигнала – это ключевая технология для реализации межспутникового транспондерного лазерного интерферометра. Вследствие расходимости лазерных пучков при прохождении гигантского межспутникового расстояния $\sim 10^5 - 10^6$ км [17] диаметр луча становится много больше размеров принимающего КА. В результате КА принимает очень слабый световой сигнал. Потеря мощности сигнала настолько серьезна, что типичная схема

интерферометра Майкельсона с единственным отражающим зеркалом не годится для межспутниковой лазерной интерферометрии. Для решения этой проблемы вместо простого отражения используется технология оптической фазовой автоподстройки. Контур оптической фазовой автоподстройки способен синхронизовать фазу локального (ведомого) лазера с фазой принимаемого света. Таким образом, пучок света, излучаемый ведомым лазером, имеет ту же фазу, что и принятый световой сигнал, но гораздо большую мощность.

Хотя орбиты КА, образующих космический треугольник, оптимизированы и стабилизированы, тем не менее, существуют взаимные движения КА с относительной скоростью до 10 м/с, что приводит к доплеровскому сдвигу частоты порядка 10 МГц [18]. Следовательно, необходимо использовать контур гетеродинной фазовой автоподстройки частоты с диапазоном смещения частоты до ~15–20 МГц.

Остаточный фазовый шум контура фазовой автоподстройки определяется точностью работы фазометра и совершенством контура управления обратной связью. Согласно требованиям космического ГВ детектора уровень шумов фазовых измерений должен быть порядка ~1–10 мкм рад/Гц^{1/2}, что соответствует точности измерения расстояний ~0.1–1 пм/Гц^{1/2} для длины волны 1064 нм.

Таким образом, долговременная стабильность лазерного излучения и низкий уровень остаточных шумов фазовой автоподстройки слабого светового сигнала имеют решающее значение для обнаружения низкочастотных гравитационно-волновых сигналов.

3.3. Система управления наведением межспутникового луча

Режим работы космической ГВ группировки требует точного наведения “спутник-спутник”. В активной фазе проведения измерений спутники должны непрерывно передавать и принимать оптический сигнал, т.е. они должны находиться на линии видимости друг друга. В общем случае ось лазерного луча может не совпадать точно с линией видимости двух связанных лазерной интерферометрией спутников. Даже если несоосность небольшая, принятая световая мощность станет очень слабой, так что интерференционный сигнал не может быть получен из-за низкого отношения сигнал–шум. Система управления наведением межспутникового лазерного луча должна выполнять и контролировать три процесса: поиск, наведение и удержание межспутниковых лазерных лучей [19, 20]. Существует несколько новых схем управления наведением и контроля, разработанных для космических научных миссий

(LISA [21], GRACE FO [22], SAGM [23]). Работа лазерного интерферометра космического ГВ детектора требует точности наведения и управления межспутниковым лазерным лучом на уровне 1–10 нрад/Гц^{1/2}.

Как правило, начальное смещение несоосности между линией видимости и осью луча составляет около 10⁻³ рад. Общая стратегия обнаружения заключается в сканировании конуса пространственной неопределенности целевого спутника с помощью двухосевого зеркала быстрого управления для регулировки направления лазерного излучения. После того, как детектор на приемном терминале (спутнике) обнаруживает оптический сигнал, лазерный луч приемного терминала направляется назад на передающий терминал. Сегодня большинство лазерных систем связи используют маячковый свет для выполнения обнаружения приемного КА и грубого наведения лазерной линии связи. Благодаря высокой мощности и большой расходимости луча маячка передающего КА, число сканирований для полного покрытия конуса неопределенности значительно уменьшается, таким образом, соответственно сокращается время обнаружения.

На приемном терминале в качестве прибора, измеряющего положение принятого луча, как правило, используется прибор с зарядовой связью (ПЗС-матрица), поскольку широкое поле зрения ПЗС также помогает сократить время обнаружения. Как только межспутниковый луч обнаружен, для управления наведением и удержанием со сверхвысокой точностью используется квадрантный фотодиод (КФД). На выходе этого устройства имеется четыре интерференционных сигнала, фаза каждого сигнала определена соответствующим квадрантом КФД. Если локальный лазерный луч идеально совпадает с принятым лучом, тогда все четыре фазы интерференционного сигнала, измеренные КФД, идентичны. Однако если локальный луч не совпадает с принятым лучом, то фазы выходных сигналов КФД различны; и разность фаз между двумя соседними квадрантами пропорциональна углу рассогласования между локальным и принятым лучами. Соответственно, угол рассогласования может быть получен путем вычисления разности фаз между двумя соседними квадрантами QPD, умноженной на коэффициент

$$k \approx \frac{16r}{3\lambda},$$

где λ — длина волны, а r — радиус пучка. Типичное значение коэффициента пересчета составляет ~10³–10⁴ рад/рад. Благодаря этому большому коэффициенту преобразования, далее можно использовать методику дифференциального зонди-

рования волнового фронта (Differential wavefront sensing, DWS) [24] для того, чтобы измерять и контролировать угол рассогласования со сверхвысокой точностью.

4. СИСТЕМА КОМПЕНСАЦИИ НЕГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ И КОНТРОЛЯ ОРБИТЫ В КОСМИЧЕСКИХ ГВ ДЕТЕКТОРАХ

Автоматическая компенсация негравитационных возмущений (компенсация “сноса”) космического аппарата во время его движения по орбите приводит к значительным улучшениям траектории движения КА, приближая ее к так называемой “геодезической траектории”, т.е. траектории, по которой движется КА, если на него действуют только силы гравитации. Технология, которая используется в космических миссиях с целью автоматической компенсации сноса, называется “контролем сноса” (drag-free control), а космический аппарат, на котором установлена такая технология, называется “свободным от сноса”, или “безсносовым” (drag-free satellite).

Идея технологии “контроля сноса” заключается в следующем. В космическом аппарате помещена свободно плавающая пробная масса (пробное тело), изолированная от контакта с внешними силами, такими как снос атмосферы, давление солнечной радиации и другими негравитационными силами. При идеальных условиях возмущающие силы могут быть пренебрежимо малы и орбита пробной массы будет зависеть только от гравитационных сил. С помощью маломощных микродвигателей можно заставить КА следовать по орбите пробной массы, компенсируя основные негравитационные возмущения. В этом случае движение КА будет определяться только воздействием гравитационных сил, т.е. он будет двигаться по “геодезической” траектории. Таким образом, реализуется виртуальная система “безсносового” спутника: КА физически не защищен от воздействия негравитационных сил, но его траектория, тем не менее, будет геодезической.

Поскольку измеряются возмущающие силы (ускорения), действующие на пробную массу, то измерительным инструментом должен быть акселерометр, чувствительный элемент которого и выполняет функцию пробной массы (ПМ). Таким образом, система компенсации возмущений и контроля орбиты состоит из двух принципиальных частей: (1) прецизионного трехосного акселерометра, измеряющего инерциальные помехи, действующие на КА, и (2) двигательной установки (ДУ) малой тяги, которая в автоматическом режиме через систему обратной связи отрабатывает эти инерциальные ускорения, возвращая КА на “геодезическую траекторию”.

4.1. Прецизионные акселерометры

Практически на всех современных космических миссиях, в которых требуется измерять инерциальные помехи, действующие на КА, используются трехосные прецизионные акселерометры электростатического типа, и практически все бортовые акселерометры этого типа изготовлены Национальным аэрокосмическим исследовательским центром Франции (ONERA) [25]. В настоящее время ONERA – ключевой партнер мировых космических агентств NASA, ESA и CNES в области создания сверхчувствительных акселерометров для космических гравитационных миссий по геодезии и фундаментальной физике. Электростатический акселерометр состоит из (1) пробной массы (ПМ), (2) датчика положения (емкостного, оптического и др.) и (3) электростатического привода.

Принцип действия электростатического акселерометра с обратной связью основан на измерении электростатической силы, необходимой для удержания пробной массы акселерометра в неподвижном состоянии относительно полости (корпуса) датчика [26]. Пробная масса, имеющая простую геометрическую форму параллелепипеда, электростатически подвешена внутри полости, также имеющей форму параллелепипеда. Стенки полости изготовлены из керамики с чрезвычайно низким коэффициентом расширения, что позволяет удерживать температурное влияние окружающей среды на очень низком уровне. Стенки полости являются электродами, которые контролируют движение (поступательное и вращательное) ПМ относительно полости. Шесть серво-каналов (3 для линейных и 3 для угловых ускорений) работают независимо, каждый по своей оси. Для достижения требуемой разрешающей способности пробная масса должна быть электростатически подвешена по всем трем направлениям, и не иметь каких-либо механических контактов.

Положение пробной массы контролируется цепью обратной связи так, чтобы разность $X_{\text{полость}} - X_{\text{ПМ}}$ практически была равна нулю в частотной области электростатического подвеса, где очень важен коэффициент усиления петли обратной связи. Пара электродов в каждом серво-канале используется как в качестве емкостного датчика положения, так и для подачи электростатической возвращающей силы. По измерениям емкостного датчика корректор вырабатывает управляющее напряжение противоположного знака, которое подается на противоположные электроды для генерации возвращающего электростатического поля. Таким образом, ПМ постоянно неподвижна относительно полости, а сигнал цепи обратной связи содержит информацию об инерциальных силах, действующих на КА. На рис. 5 показаны схема серво-канала и ме-

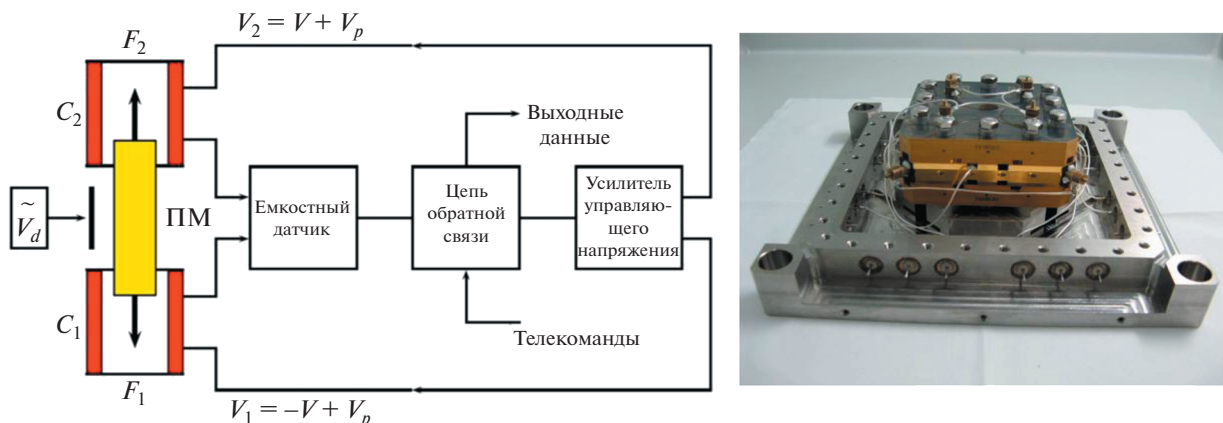


Рис. 5. Прецизионный электростатический акселерометр: схема одного канала серво-контроля акселерометра STAR [26] (слева); механическая часть прототипа акселерометра для миссии TianQin (справа) [TianQin Research Center].

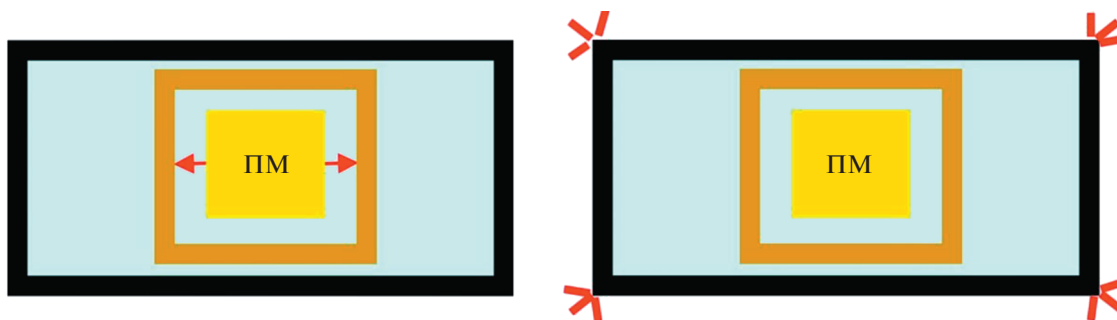


Рис. 6. Два режима работы акселерометра (желтый (внутренний) прямоугольник – пробная масса, горчичный (средний) – полость акселерометра, черный (внешний) – спутник): режим измерения возмущений (слева) и режим геодезического репера (справа).

механическая часть прецизионного электростатического акселерометра. Принципиально различают два режима работы акселерометра на борту КА: это режим *измерения возмущений* и режим *геодезического репера*. В первом случае ПМ следует за КА и происходит измерение инерциальных возмущений, действующих на КА. Во втором случае КА следует за ПМ и происходит компенсация возмущений, действующих на КА, т.е. реализуется “безносовой” спутник, и обеспечивается невозмущенное движение КА по геодезической траектории. Рисунок 6 поясняет эти два режима.

В режиме *измерения возмущений* электростатический акселерометр успешно использовался и используется в настоящее время в миссиях, предназначенных для измерения параметров глобального гравитационного поля Земли (CHAMP, GRACE, GRACE FO). Положение КА на орбите и вариации во времени его траектории измеряются системой ГНСС, звездными датчиками, межспутниковой микроволновой и лазерной системами. Положение КА на орбите определяется суммой всех сил, действующих на КА. Одновре-

менно акселерометр измеряет негравитационные силы, действующие на КА. Разница между суммой всех сил и негравитационными силами равна гравитационной силе, которая содержит информацию о глобальном гравитационном поле.

В космических ГВ детекторах акселерометр работает в режиме *геодезического репера* и играет роль гравитационного зонда [27]. В этом режиме пробная масса акселерометра действует не только как объект, реагирующий на вариации пространства-времени, вызванные прохождением гравитационной волны, но также, как свободно падающий репер, управляющий движением КА с помощью микродвигателей, т.е. обеспечивающий движение по геодезической.

4.2. Двигательные установки (ДУ) малой тяги

Максимальные силы F_{\max} , обеспечиваемые двигателями малой тяги (трастерами), должны быть в состоянии уравновесить (скомпенсировать) действие негравитационных сил на космические аппараты. В космических ГВ детекторах

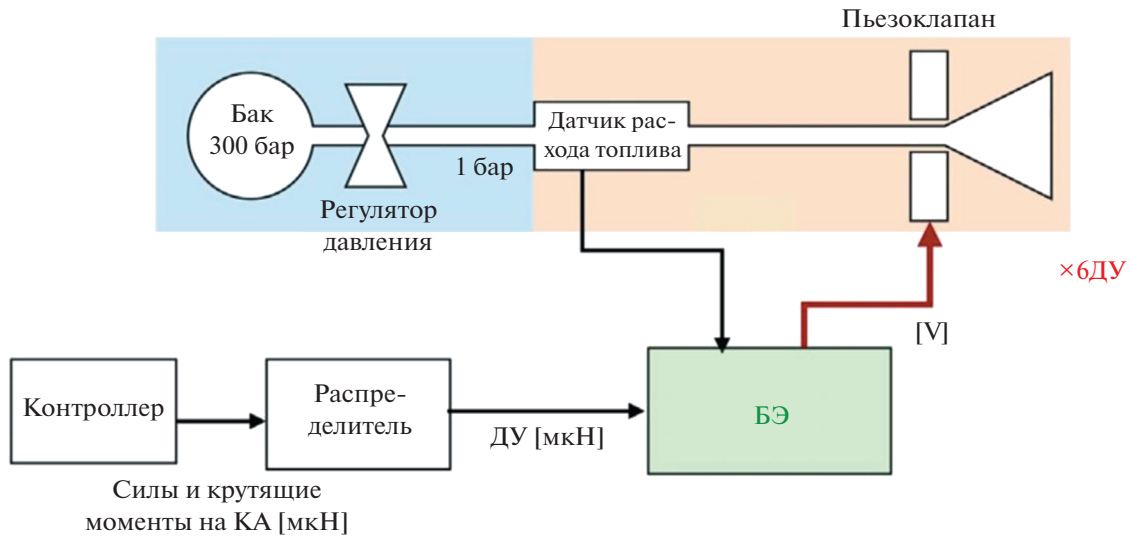


Рис. 7. Функциональная схема цепи микродвигателя на холодном газе. Показана только одна двигательная установка и только одна линия подачи топлива. *Контроллер* управляет силами и крутящими моментами, приложенными к КА. *Распределитель* преобразует силы и крутящие моменты, действующие на КА, в требуемые тяговые усилия соответствующих микродвигателей. *Электронный блок (БЭ)* контролирует датчик расхода топлива и пьезоклапан конкретной двигательной установки запрашиваемого направления [28].

двигательные установки должны создавать чрезвычайно малые тяговые нагрузки в диапазоне 0–500 микроньютонов (мкН) для компенсации возмущений, поэтому можно говорить о двигателях микротяги (микродвигателях). Микродвигатели должны плавно и непрерывно менять тягу с возможностью контроля по всем шести степеням свободы движения КА. Для компенсации негравитационных помех уровня $\sqrt{S_a} \approx 10^{-15} \text{ м/с}^2/\text{Гц}^{1/2}$ (целевой параметр проекта TianQin) микродвигатель должен обладать разрешением не хуже 0.1 мкН. Уровень шума F_n микродвигателя определяет шумовой предел системы компенсации сноса и контроля орбиты.

Одним из наиболее распространенных устройств, применяемых в системах компенсации сноса, являются микродвигатели на холодном газе [28]. Для контроля сноса по 6 степеням свободы на КА аппарате должно быть установлено как минимум шесть микродвигателей. Каждый двигатель состоит из четырех основных частей (см. рис. 7): (1) датчик расхода топлива (расход пропорционален уровню тягового усилия); (2) пьезоклапан, который управляет потоком топлива в соответствии с запрошенной величиной тяги; (3) блок электроники (БЭ), общий для всех 6 микродвигателей; (4) резервуар с топливом (азот N_2), также общий для 6 микродвигателей.

БЭ вырабатывает сигнал обратной связи, который управляет апертурой клапана. Этот сигнал обратной связи пропорционален разности между требуемыми тяговыми усилиями, полученными

от бортового компьютера, и тяговыми усилиями, вычисленными по данным датчика расхода топлива. Клапан позволяет варьировать тяговые усилия в диапазоне от 0 до 500 мкН, как для научных целей, так и для маневренных операций.

Система подачи топлива подразделяется на часть высокого давления (резервуар), где газ N_2 находится под давлением 300 бар в начале полета, и часть низкого давления в 1 бар, от которой газ подается на микродвигатель. В течение полета высокое давление в резервуаре снижается вследствие расхода топлива, а часть низкого давления поддерживается при постоянном давлении с помощью двух регуляторов давления. Стабильность низкого давления необходима для стабильной работы двигательных установок.

Для примера укажем, что полный запас топлива на космическом аппарате LISA Pathfinder был около 10 кг, что составляет $\approx 2\%$ от общей массы спутника. За 9 мес работы было израсходовано ~ 3 кг, что означает что космический аппарат тратил в среднем 10 г топлива в сутки.

Другой тип микродвигателей, применяемый в системах компенсации сноса и контроля орбиты, — это коллоидные двигательные установки [29]. Коллоидные микродвигатели имеют достаточно хорошие потенциальные возможности вследствие чрезвычайно высокой точности тягового усилия, чрезвычайно низкого уровня собственного шума, и большей длительности единичного импульса по сравнению с системами холодного газа (240 с против 70 с). Коллоидные микродвигатели

тели представляют собой разновидность электро-спрейной системы, которая работает следующим образом. На конце полый иглы, на которую подается коллоидная жидкость системой наддува, создается высокая разность электрических потенциалов. Это приводит к образованию капель и их эмиссии с кончика иглы. Капельки самопроизвольно ионизируются и ускоряются высоким напряжением, таким образом, создавая переменную тягу в нужном диапазоне. Точное изменение тяги достигается изменением ускоряющего напряжения. Конструкция коллоидных двигателей предполагает работу в различных диапазонах тяги в зависимости от количества игл, которые используются в каждой головке двигателя.

Преимущество такой системы состоит в том, что жидкое коллоидное топливо представляет собой компактный объем малой массы и не требует резервуаров с высоким давлением, или высоких температур. Недостатком является необходимость высоковольтных источников питания.

Система компенсации сноса и контроля высоты, с использованием коллоидных микродвигателей, также была установлена на космическом аппарате LISA Pathfinder (совместно с микродвигателями на холодном газе). Измеренный уровень шумов коллоидных двигателей порядка $0.1 \text{ мкН/Гц}^{1/2}$.

5. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ РЕАЛИЗАЦИИ ПРОЕКТА TIANQIN

Для развития и реализации космической миссии TianQin в Университете имени Сунь Ят-Сена создан TianQin Research Center, основной задачей которого является проведение комплекса работ, связанных с миссией TianQin. Эти работы проводятся на двух новых территориях университета в городах Чжухай и Шенжень.

В Чжухае ведутся работы по созданию лазерного интерферометра транспондерного типа с проектной точностью измерения смещений $1 \text{ пм/Гц}^{1/2}$. Разрабатываются технологические решения основных частей лазерной системы: прецизионной стабилизации частоты лазера [30, 31]; ультрастабильной оптической скамьи; фазометра и фазовой автоподстройки частоты [32, 33]; оптической системы регистрации движений ПМ [34]; межспутниковой интерферометрии [35].

Для отработки основных технологических решений проекта в Шенжене создается наземная модель космического ГВ детектора. Цель наземной модели — изучение и разработка эффективных методов сейсмической изоляции на низких частотах для обеспечения стабильной работы космического лазерного интерферометра в условиях наземных испытаний.

Работы по созданию инерциального датчика для системы компенсации негравитационных

ускорений — трехосного электростатического акселерометра — ведутся в другом университете Китая — Хуаджунском университете науки и технологии (г. Ухань). В Центре гравитационных экспериментов этого университета на основе разработанной технологии были созданы летные образцы акселерометров с шестью степенями свободы, с разрешающей способностью порядка нескольких единиц $10^{-10} \text{ м/с}^2/\text{Гц}^{1/2}$ и динамическим диапазоном 10^{-2} м/с^2 , которые в 2013 и 2017 г. прошли успешные испытания на КА на орбите вокруг Земли [36]. Конечной целью этих работ является создание бортового инерциального датчика с чувствительностью $10^{-15} \text{ м/с}^2/\text{Гц}^{1/2}$.

В практической реализации проекта Tianqin участвуют также и ряд других научных и промышленных организаций Китая, в частности, разрабатывается второй компонент системы компенсации негравитационных ускорений — микродвигатели, ведутся работы по созданию научной платформы и космических аппаратов для реализации плановых этапов проекта TianQin.

К настоящему времени реализованы два первых этапа проекта.

В рамках 0-го этапа проекта “Экспериментальная отработка технологии лазерной локации тестового КА на высоких орбитах масштаба миссии TianQin” был разработан и изготовлен широкоугольный уголкового отражатель (апертура 17 см), который установлен на КА QueQiao [37]. В январе 2019 г. китайская автоматическая межпланетная станция Chang'E-4 совершила мягкую посадку на обратной стороне Луны. Для связи станции Chang'E-4 с Землей в качестве ретранслятора 20 мая 2018 г. был запущен КА Queqiao, который достиг гало-орбиты в точке Лагранжа L2 в середине 2018 и в конце 2018 г. начал работу по передаче данных после запуска КА Chang'E-4. В Чжухае была построена новая станция лазерной локации, оснащенная 1.2 м телескопом. Эта станция стала первой в Китае, которая успешно получила сигналы, отраженные от всех 5 ретрофлекторов, находящихся на Луне.

Реализация этапа 1 предполагает запуск КА TianQin-1. Научные задачи миссии TianQin-1 состоят в тестировании на орбите основных узлов системы компенсации негравитационных возмущений (инерциального датчика, микродвигателей), проверке работы контроля сноса КА, тестировании отдельных узлов лазерного интерферометра. Подготовка к миссии TianQin-1 началась в 2016 г., и проект был официально одобрен Китайской национальной космической администрацией (CNSA) в 2018 г. КА TianQin-1 был успешно запущен 20 декабря 2019 г. и с тех пор функционирует бесперебойно на орбите.

Таблица 2. Целевые требования и текущее состояние ключевых технологий проекта TianQin

Ключевые технологии		Целевые требования	Текущее состояние
Система компенсации негравитационных ускорений	инерциальный датчик (акселерометр)	уровень остаточных ускорений: 10^{-15} м/с ² /Гц ^{1/2}	1×10^{-10} м/с ² /Гц ^{1/2} 0.1 Гц (на орбите)
	микродвигатель	разрешение: 0.1 мкН; динамический диапазон: 0–100 мкН;	разрешение: 0.1 мкН; чувствительность: 0.3 мкН/Гц ^{1/2} 0.1 Гц (на орбите)
Лазерная интерферометрия	измерение смещений ПМ	чувствительность: 1 пм/Гц ^{1/2} ; база измерений: $\sim 10^8$ м частотный диапазон: 0.1 мГц–1 Гц	чувствительность: 1 пм/Гц ^{1/2} (в лаборатории); база измерений: 1 м частотный диапазон: 0.1 мГц–1 Гц
	термоконтроль	температурные флуктуации: ± 1 мК	температурные флуктуации: ± 3 мК (на орбите)
Научная платформа	контроль сноса КА	остаточный шум: 10^{-15} м/с ² /Гц ^{1/2}	остаточный шум: 3×10^{-9} м/с ² /Гц ^{1/2} 0.1 Гц (на орбите)

Все основные задачи миссии TQ-1 выполнены. Получены следующие результаты:

1) инерциальный датчик, откалиброванный в земных условиях к измерению инерциального шума с потенциальной чувствительностью 5×10^{-12} м/с²/Гц^{1/2}, измерил остаточные ускорения спутника на орбите $\sim 1 \times 10^{-10}$ м/с²/Гц^{1/2} на частоте 0.1 Гц, и $\sim 5 \times 10^{-11}$ м/с²/Гц^{1/2} на частоте 0.05 Гц;

2) микродвигатели показали разрешение тягового усилия порядка 0.1 мкН и чувствительность ~ 0.3 мкН/Гц^{1/2} на 0.1 Гц;

3) остаточный инерциальный шум системы контроля сноса спутника $\sim 3 \times 10^{-9}$ м/с²/Гц^{1/2} на 0.1 Гц;

4) чувствительность оптической системы регистрации ~ 30 пм/Гц^{1/2} на 0.1 Гц;

5) контроль температуры в ключевых точках осуществлялся на уровне ± 3 мК за орбиту;

6) рассогласованность центра масс (ЦМ) спутника и ЦМ пробной массы не превышала 0.1 мм.

Целевые требования и текущий прогресс создания основных технологий проекта TianQin приведены в табл. 2.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Высокая себестоимость и наукоемкость программ исследований в области фундаментальной гравитации с применением космических технологий приводят к тому, что реализация этих новых проектов не может не опираться на широкую

международную коалицию. Все известные масштабные космические миссии, как уже реализованные, так и находящиеся в стадии подготовки, являются, как правило, проектами, в которых участвуют космические агентства нескольких стран. В частности, проект LISA разрабатывается в сотрудничестве NASA и Европейского космического агентства (ESA). Заметим, что в ESA входят 22 европейских государства в качестве постоянных членов. Другой пример сотрудничества космических агентств – миссия VeriColombo, совместная космическая автоматическая миссия ESA и Японского агентства аэрокосмических исследований (JAXA) по исследованию Меркурия. Госкорпорация “Роскосмос” также имеет достаточно богатый опыт международного сотрудничества.

В настоящее время международное взаимодействие по проекту TianQin происходит в рамках Договора о научном и культурном сотрудничестве между МГУ им. М.В. Ломоносова и Университетом имени Сунь Ят-Сена, заключенным в 2017 г. Китайская сторона заинтересована в создании более глубокой международной кооперации по реализации этого амбициозного проекта. В этой связи целесообразно рассмотреть возможность организации международного сотрудничества по проекту создания космической гравитационно-волновой обсерватории в рамках совместных программ Роскосмоса и Китайской национальной космической администрации. Реализация такого сотрудничества позволит нашей стране стать одним из мировых лидеров в фундаментальных космических экспериментах.

Учитывая нынешний уровень технологической готовности, следует ожидать, что TianQin будет запущен во второй половине следующего десятилетия и будет служить космической обсерваторией для широкого класса астрофизических источников гравитационных волн.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-29-11008.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *D. Lynden-Bell and M. J. Rees*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **152**, 461 (1971).
2. *K. Gultekin, D. O. Richstone, K. Gebhardt, T. R. Lauer, et al.*, Astrophys. J. **698**, 198 (2009).
3. *V. M. Lipunov, K. A. Postnov, and M. E. Prokhorov*. Astron. and Astrophys. **176**, L1 (1987).
4. *G. Nelemans*, ASP Conf. Ser. **467**, 27 (2013).
5. *V. A. Rubakov, M. V. Sazhin, and A. V. Veryaskin*, Phys. Letters B **115**, 189 (1982).
6. *D. V. Deryagin, D. Yu. Grigoriev, V. A. Rubakov, and M. V. Sazhin*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **229**, 357 (1987).
7. *S. R. Taylor, R. van Haasteren, and A. Sesana*, arXiv:2006.04810 [astro-ph.IM] (2020).
8. *LISA: Unveiling a hidden Universe*, Assessment Study Report, ESA/SRE **3**, 129 (2011).
9. *T. E. Strohmayer*, **627**, 920 (2005).
10. *J. Luo, L.-S. Chen, H.-Z. Duan, Y.-G. Gong, et al.*, Classical and Quantum Gravity **33**, id. 035010 (2016).
11. *B. Hiscock and R. W. Hellings*, Bull. Amer. Astron. Soc. **29**, 1312 (1997).
12. *S. Kawamura, T. Nakamura, M. Ando, N. Seto, et al.*, Classical and Quantum Gravity **23**, S125 (2006).
13. *M. Tinto, J. C. De Araujo, O. D. Aguiar, and M. E. S. Alves*, Astroparticle Phys. **48**, 50 (2013).
14. *M. Ming, Y. Luo, Y.-R. Liang, J.-Y. Zhang, et al.*, Intern. J. Extreme Manufacturing **2**, id. 022003 (2020).
15. *D. A. Shaddock, B. Ware, R. E. Spero, and M. Vallisneri*, Phys. Rev. D **70**, id. 081101 (2004).
16. *T. J. Kane and R. L. Byer*, Opt. Letters **10**(2), 65 (1985).
17. *P. W. McNamara*, Classical and Quantum Gravity **22**, S243 (2005).
18. *C. Diekmann, F. Steier, B. Sheard, G. Heinzl, and K. Danzmann, J.* Physics: Conference Series **154**, id. 01202 (2009).
19. *T. Tolker-Nielsen and G. Oppenhauser*. In: *Proc. SPIE 4635 Free-Space Laser Communication Technologies XIV* (San Jose, California, United States: SPIE, 2002), p. 1.
20. *T. Jono, T. Yoshihisa, K. N. Kura; O. Koichi, et al.* In: *Proc. SPIE 6105 Free-Space Laser Communication Technologies XVIII*. (San Jose, California, United States: SPIE, 2006), id. 610503.
21. *K. Danzmann and A. Rüdiger*, Classical and Quantum Gravity **20**, S1 (2003).
22. *B. S. Sheard, G. Heinzl, K. Danzmann, D. A. Shaddock, W. M. Klipstein, and W. M. Folkner, J.* Geodesy **86**(12), 1083 (2012).
23. *H. C. Yeh, Q. Z. Yan, Y. R. Liang, Y. Wang, and J. Luo*, Rev. Sci. Instrum. **82**, id. 044501 (2011).
24. *G. Heinzl, V. Wand, A. Garcia, O. Jennrich, et al.* Classical and Quantum Gravity **21**, S581 (2004).
25. *P. Touboul, E. Willemenot, B. Foulon and V. Josselin*, Bollettino di Geofisica Teorica ed Applicata **40**, 321 (1999).
26. *E. Willemenot and P. Touboul*, Rev. Sci. Instrum. **71**, 310 (2000).
27. *J. R. Gair, M. Vallisneri, S. L. Larson, and J. G. Baker*, Liv. Rev. Relativity **16**, 1 (2013).
28. *M. Armano, H. Audley, J. Baird, P. Binetruy, et al.*, Phys. Rev. D **99**(12), id. 122003 (2019).
29. *G. Anderson, G. Anderson, J. Anderson, M. Anderson, et al.*, Phys. Rev. D **98**(10), id. 102005 (2018).
30. *Y. Luo, H. Li, H.-C. Yeh, and J. Luo*, Rev. Sci. Instrum. **86**, 044501 (2015).
31. *Y. Luo, H. Li, and H.-C. Yeh*, Rev. Sci. Instrum. **87**, id. 056105 (2016).
32. *Y. Liang, H.-Z. Duan, H.-C. Yeh, and J. Luo*, Rev. Sci. Instrum. **83**, id. 095110 (2012).
33. *Y. Liang, H.-Z. Duan, X.-L. Xiao, and H.-C. Yeh*, Rev. Sci. Instrum. **86**, id. 016106 (2015).
34. *H. Yan, H.-Z. Duan, L.-T. Li, Y. Liang, J. Luo, and H.-C. Yeh*, Rev. Sci. Instrum. **86**, id. 123102 (2015).
35. *J.-Y. Zhang, M. Ming, Y.-Z. Jiang, H.-Z. Duan, and H.-C. Yeh*, Rev. Sci. Instrum. **89**, id. 064501 (2018).
36. *Y. Z. Bai, Z. Li, M. Hu, L. Liu, et al.*, Sensors **17**, id. 1943 (2017).
37. *Y. He, Q. Liu, H.-Z. Duan, J.-J. He, Y.-Z. Jiang, and H.-C. Yeh*, Res. Astron. and Astrophys. **18**, 131 (2018).

УДК 521.1

НАЛУННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ФИЗИЧЕСКОЙ ЛИБРАЦИИ ЛУНЫ: МЕТОДЫ И ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ

© 2020 г. Н. К. Петрова^{1,2,*}, Ю. А. Нефедьев¹, А. О. Андреев^{1,2}, А. А. Загидуллин¹

¹ Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

² Казанский государственный энергетический университет, Казань, Россия

*E-mail: Natalya.Petrova@kpfu.ru

Поступила в редакцию 19.12.2019 г.

После доработки 07.07.2020 г.

Принята к публикации 30.07.2020 г.

В статье представлены результаты компьютерного моделирования планируемых налунных наблюдений с помощью автоматизированного зенитного телескопа, который может быть установлен на любой широте Луны. Показаны достоинства налунных наблюдений по сравнению с лазерной локацией Луны. Исследованы возможность и эффективность использования этих наблюдений для определения параметров вращения Луны (физической либрации). Проанализированы требования к точности наблюдений с учетом требований к точности определения параметров вращения Луны. Представлены оценки необходимого количества телескопов и их оптимального расположения. Статья основана на докладе, сделанном на конференции “Астрометрия вчера, сегодня, завтра” (ГАИШ МГУ, 14–16 октября 2019 г.).

DOI: 10.31857/S0004629920120099

1. ВВЕДЕНИЕ

Налунные измерения физической либрации предполагают размещение измерительной аппаратуры на лунной поверхности. Наблюдения с лунной поверхности освобождены от атмосферных флуктуаций, а также нет необходимости учитывать орбитально-вращательное движение Земли.

Преимущество нового типа наблюдений и в том, что они независимы от лазерной локации Луны (ЛЛЛ) и могут иметь даже более высокую точность. Здесь важно рассмотреть эти два принципиальных момента. Во-первых, налунные наблюдения не зависят от ЛЛЛ, это позволит выяснить, существуют ли систематические ошибки в данных ЛЛЛ, которые могут возникать из-за того, что:

1. ЛЛЛ не чувствительна к направлению, перпендикулярному к линии Земля–Луна, и, следовательно, наблюдения менее чувствительны к либрациям вокруг линии Земля–Луна.

2. ЛЛЛ-наблюдения трудно проводить в периоды новолуния и полнолуния, поэтому наблюдения синхронизированы с либрационным периодом.

3. Амплитуды ФЛЛ зависят от неопределенностей в положении налунных рефлекторов.

Во-вторых, налунные наблюдения позволяют разделить разные параметры и разные частоты, что совместно с повышением качества ЛЛЛ может существенно улучшить качество наблюдений за лунным вращением.

Космические агентства и научные организации многих стран рассматривают различные типы подобных измерений.

Так, в 2018 г. NASA объявило о проекте LSITP (Lunar Surface Instrument and Technology Payloads), в рамках которого планируется доставка на лунную поверхность посадочных модулей с оборудованием, позволяющим обеспечивать не только научные, но и коммерческие задачи. Реализация проекта намечена на начало 20-х годов.

Японские исследователи после успешной реализации миссии SELENE (Kaguya) в 2008–2010 гг. рассматривали возможность применить низкоорбитальный спутник и установленные на лунной поверхности радиомаяки для реализации метода “обратной РСДБ”. Однако компьютерное моделирование этого эксперимента [1] показало его низкую эффективность для определения параметров вращения Луны.

А вот другой планируемый Японским космическим агентством JAXA проект ILOM (In-situ Lunar Orientation Measurement) как раз показал хорошие перспективы в этом плане. В проекте ILOM рассматривается возможность установки

зенит-телескопа на одном из лунных полюсов [2]. В ходе реализации проекта планировалось измерять селенографические координаты звезд с высокой степенью точности, а по ним определять параметры вращения Луны. Есть много плюсов при установке АЗТ на полюсе:

1. Здесь хорошие условия для размещения измерительного оборудования, т.к. есть зоны постоянной тени и зоны постоянного освещения.

2. Здесь звезды движутся медленно, их количество ограничивается кольцом прецессионного движения полюса, из которого суточное вращение Луны их не выводит, все это способствует эффективной регистрации звезды и ее точному отождествлению.

3. Погрешность при получении ПВЛ при обработке одного измерения хорошо нивелируется статистикой по большому количеству звезд, снижая итоговую погрешность практически до нуля [3].

В работах [3–6] методом компьютерного моделирования были исследованы возможности проекта ИЛОМ и было показано, что он, помимо удобных условий технологического размещения аппаратуры на полюсах, дает хорошие шансы на определение параметров вращения Луны в широте и наклоне. Тем не менее описанный эксперимент имеет один, но существенный недостаток: из полярных наблюдений, как показали расчеты, невозможно определить третий параметр вращения Луны – либрацию по долготе, которая сама по себе несет много полезной информации об особенностях лунного строения.

В связи с этим представляется интересным изучение возможностей эксперимента по установке одного или нескольких автоматизированных зенитных телескопов (АЗТ) на других широтах Луны. Исследованию вопросов качества определения параметров вращения Луны в случае неполярного размещения телескопа, поиску оптимальной локализации телескопа на Луне посвящена представленная статья.

2. ПОСТРОЕНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Применение АЗТ для определения параметров вращения Луны никогда еще не осуществлялось в истории исследования Луны, поэтому методы компьютерного моделирования являются одним из результативных способов исследования возможности и эффективности использования АЗТ для этих целей. Моделирование планируемых наблюдений позволяет реализовать:

1) определение необходимого количества АЗТ и оптимального их расположения;

2) разработку программы наблюдений, определение их продолжительности;

3) обоснование требований к точности наблюдений с учетом требований к точности определения параметров лунного вращения.

Решение поставленных задач связано с корректным построением матрицы перехода между лунной и инерциальной системами координат, а также с корректным определением координат телескопа в лунной системе.

Технические характеристики телескопа, учитываемые в процессе моделирования, мы рассматриваем такими же, как в эксперименте ИЛОМ [7]: поле зрения – 1 градус, точность определения одного измерения в поле зрения ПЗС-матрицы – не хуже 10 мс дуги, телескоп имеет азимутальную установку, его труба направлена в зенит места наблюдения. Продолжительность наблюдений будет определяться качеством аппаратуры, обеспечивающей работоспособность измерительного оборудования. Желательная продолжительность – год-полтора, чтобы иметь возможность уточнить из наблюдений долгопериодические компоненты параметров вращения Луны (ПВЛ).

Чтобы обеспечить возможность анализировать эффекты, обусловленные особенностями внутреннего строения лунного тела, в определении ПВЛ необходима точность не менее 1 мс дуги.

Определим некоторые принципиальные положения для параметров локализации налунного телескопа. Положение телескопа в динамической системе координат (ДСК), определяемой главными осями инерции Луны, задается долготой l_T и широтой b_T (рис. 1).

Положение ДСК относительно инерциальной, в нашем случае эклиптической, системы координат определяется углами Эйлера Ψ , Θ , φ ,

$$\begin{aligned}\Psi &= \Omega + H \cdot \sigma \\ \Theta &= I + \rho\end{aligned}\quad (1)$$

$$\varphi = l_T + F + 180^\circ + \tau + H \cdot \sigma,$$

включающими в себя углы физической либрации Луны (Φ_{LL}), $\tau(t)$, $\rho(t)$, $I\sigma(t)$, в долготе, наклоне и узле соответственно. Углы либрации и есть параметры вращения Луны. I – средний наклон полюса Луны $P_{\text{лун}}$ к полюсу эклиптики $\Pi_{\text{экл}}$. В формуле (1) принято, что $H = -\frac{1}{I}$. Параметр F – аргумент широты: угловое расстояние средней долготы Луны от восходящего узла лунной орбиты Ω . Значения углов $\tau(t)$, $\rho(t)$, $I\sigma(t)$ на заданный интервал времени рассчитываются на основе аналитической теории физической либрации [8, 9].

Величину поля зрения телескопа (T) в градусах (field of view (FVT)) при необходимости можно варьировать по ходу моделирования.

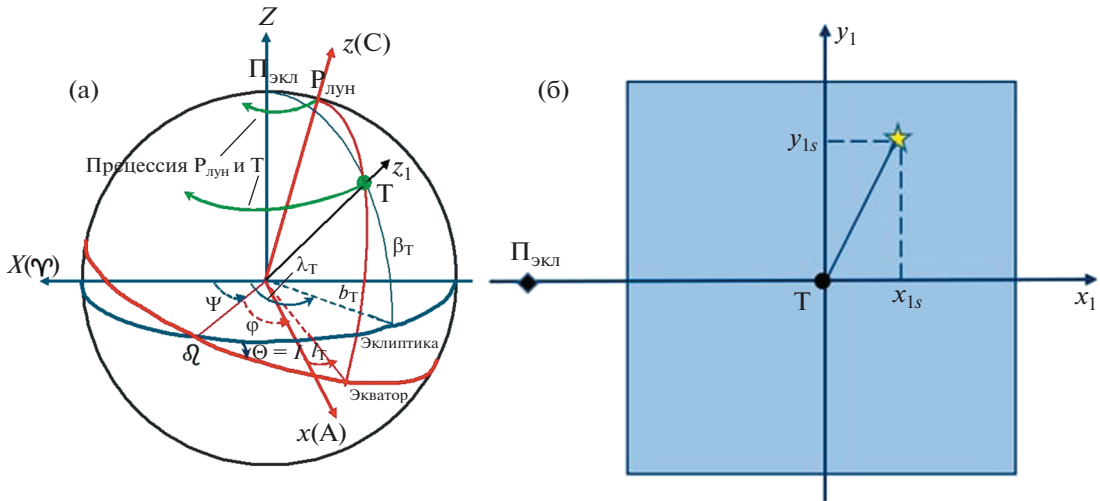


Рис. 1. а – Положение телескопа Т относительно эклиптической и динамической систем координат. Показаны линии обратной прецессии полюса Луны и соответствующего движения Т; б – Отображение FVT и селенографические координаты звезды в системе координат телескопа.

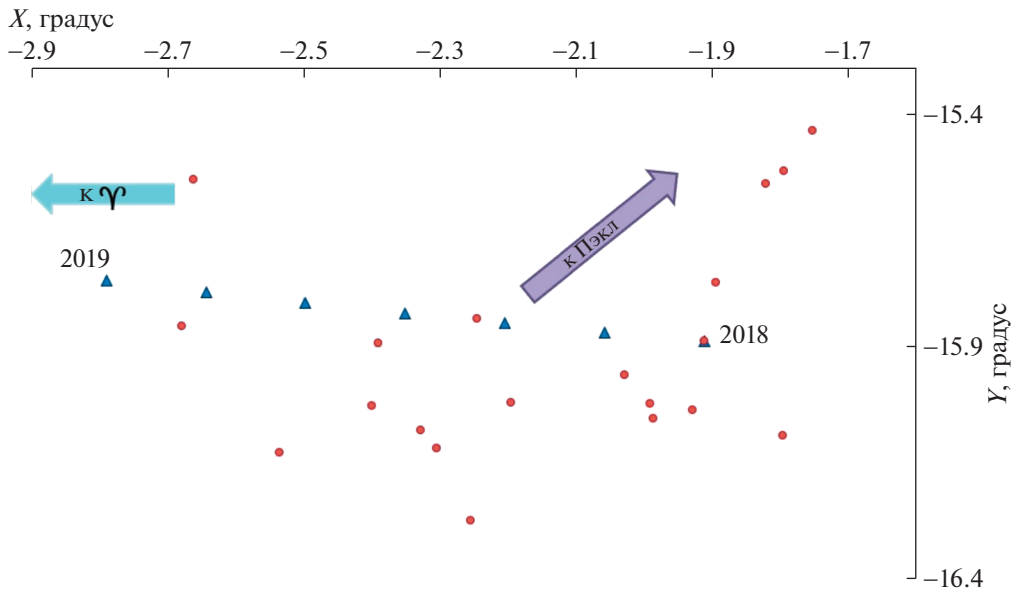


Рис. 2. Движение телескопа в эклиптической системе координат и звезды, координаты которых сгенерированы так, что они попадут в FVT за обозначенный период наблюдений 2018–2019 гг.

Поскольку в ходе моделирования местоположение телескопа будет меняться, не имеет смысла решать задачу о выборке для наблюдений конкретных звезд из звездных каталогов со всеми необходимыми редуками. Поэтому вместо выбора координат звезд из каталогов мы моделируем значения эклиптических координат любого заданного количества звезд, используя генератор случайных чисел, который симулирует эклиптические долготы λ и широты β “звезд” в полосе шириной, равной FVT, вдоль линии прецессионного движения телескопа (рис. 2).

Система селенографических координат звезд (x_1, y_1, z_1) в FVT определяется следующим образом: ось z направлена в зенит места установки Т и является его осью; ось x направлена вдоль меридиана, на котором стоит Т, ось y образует правостороннюю систему координат (рис. 1б).

Положение телескопа задается относительно ДСК долготой l_T и широтой b_T . Мы рассматриваем идеальную ситуацию: координаты l_T и b_T известны с абсолютной точностью. Эта идеализация достаточно далека от реальности: координа-

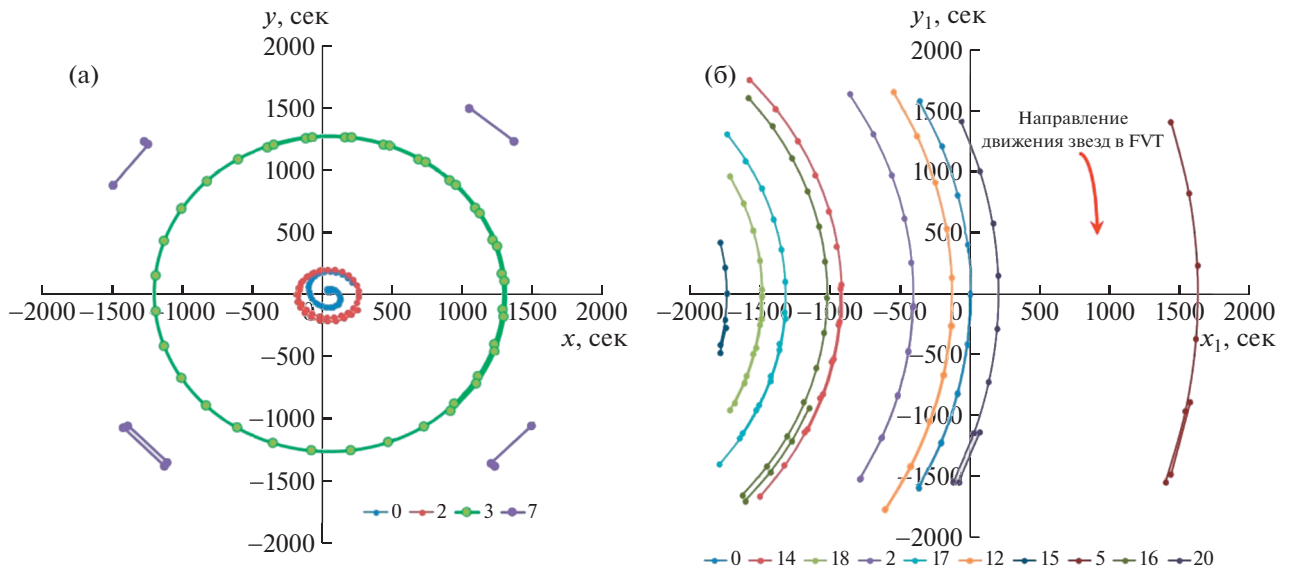


Рис. 3. Треки четырех полярных звезд (а), наблюдаемых полярным телескопом ($l_T = 0, b_T = 90^\circ$) в течение 33 дней. Звезда с номером 7 появляется в его поле лишь периодически. В FVT телескопа с координатами $l_T = 0, b_T = 89^\circ$ формы треков изменяются, некоторые звезды за указанный период появляются дважды (б).

ты объектов в ДСК определяются с большими погрешностями [10], поэтому такую модель можно рассматривать лишь как первое приближение.

На основе принятых положений получить селенографические координаты звезды в системе координат телескопа (СКТ) можно из системы уравнений,

$$\begin{aligned} x_1 &= a_1(\cos \lambda \cdot \cos \varphi + \cos \Theta \cdot \sin \lambda \cdot \sin \varphi) - \\ &\quad - b_1 \sin \Theta \cdot \sin \varphi - c_1 \sin \Theta \cdot \sin \lambda - d_1 \cos \Theta, \\ y_1 &= -a_2 \cos \lambda \cdot \sin \varphi + b_2 \cos \Theta \cdot \sin \lambda \cdot \cos \varphi - \\ &\quad - c_2 \sin \Theta \cdot \cos \varphi, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} z_1 &= a_3(\cos \lambda \cdot \cos \varphi + \cos \Theta \cdot \sin \lambda \cdot \sin \varphi) - \\ &\quad - b_3 \sin \Theta \cdot \sin \varphi + c_3 \sin \Theta \cdot \sin \lambda + d_3 \cos \Theta, \end{aligned}$$

которая получена с применением матриц поворота при переходе от эклиптической системы координат к ДСК [4] через углы Эйлера (1), и затем от ДСК к СКТ, через углы l_T и b_T . Здесь введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} a_1 &= \sin b_T \cdot \cos \beta; & b_1 &= \sin b_T \cdot \sin \beta; \\ c_1 &= \cos b_T \cdot \cos \beta; \\ d_1 &= \cos b_T \cdot \sin \beta; & a_2 &= \cos \beta; & b_2 &= \cos \beta; \\ c_2 &= \sin \beta; & d_2 &= 0; & a_3 &= \cos b_T \cdot \cos \beta; \\ b_3 &= \cos b_T \cdot \sin \beta; & c_3 &= \sin b_T \cdot \cos \beta; \\ d_3 &= \sin b_T \cdot \sin \beta \end{aligned} \quad (3)$$

$\lambda = \lambda_0 - \Psi$, λ_0, β – эклиптические координаты звезды.

3. АНАЛИЗ ТРЕКОВ ЗВЕЗД В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ШИРОТЫ РАСПОЛОЖЕНИЯ ТЕЛЕСКОПА

Используя полученные уравнения (2) и (3), можно воспроизвести построение звездных треков, это *прямая задача* проводимого моделирования.

В случае, если телескоп стоит близко к полюсу, полярные звезды в нем будут смещены на величину полярного расстояния телескопа. В СКТ видимость полярных звезд в его FVT = 1° показана на рис. 3.

Треки уже не представляют собой спирали, за 1 мес звезда может пройти часть пути, уйти из FVT и потом вновь появиться. При переходе в южные широты картина звездных треков не меняется существенно, линии становятся более прямыми. Из-за увеличения радиальной скорости вращения телескопа на низких широтах за 2 мес удается зафиксировать лишь 1–4 появления звезды, даже если регистрацию делать достаточно часто, через 15 мин (см. рис. 4).

4. РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ФЛЛ ДЛЯ НЕПОЛЮСНЫХ ТЕЛЕСКОПОВ

На этапе *обратной задачи* прямоугольные координаты звезды, рассчитанные в прямой задаче, рассматриваются в качестве “наблюдаемых” координат звезд и по ним рассчитываются “неизвестные” ПВЛ. В уравнении (2) эти “неизвестные” – $\tau(t), \rho(t), I\sigma(t)$ – входят в выражения для

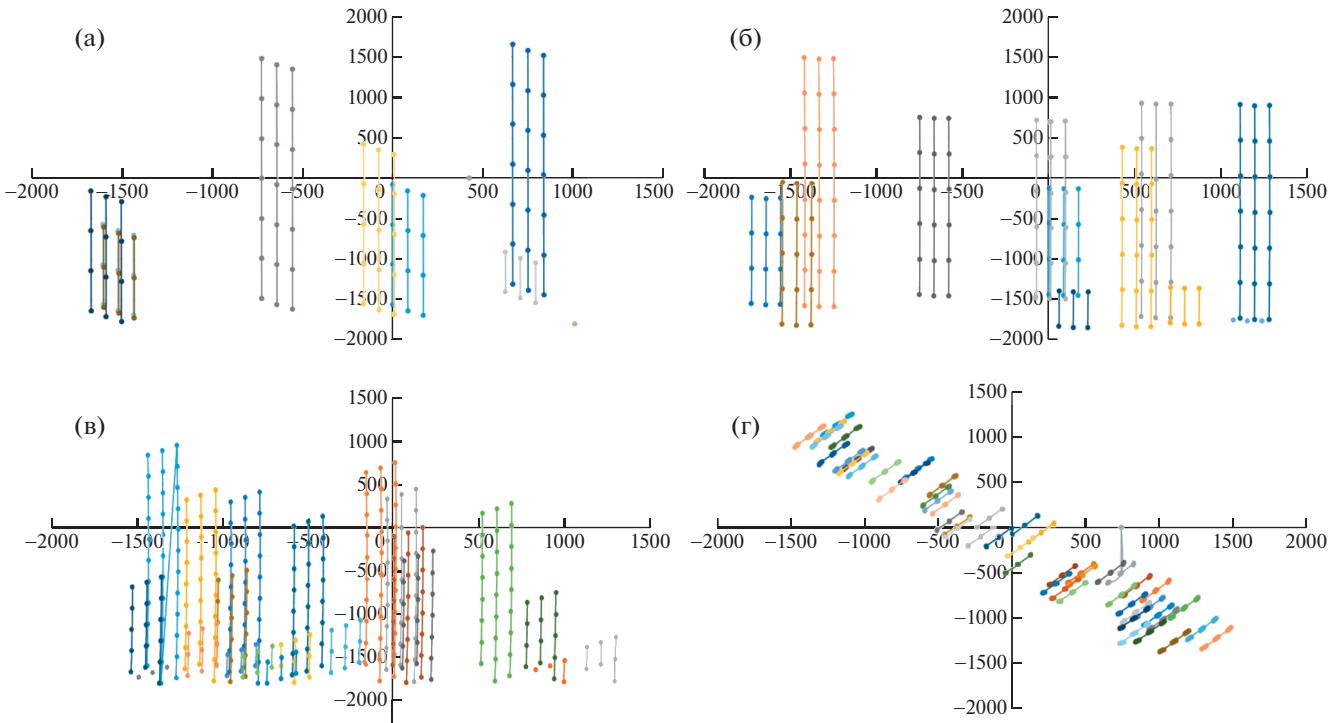


Рис. 4. Полученные в ходе решения прямой задачи треки звезд, попавших в поле зрения АЗТ, для которых рассчитаны их селенографические координаты с шагом 15 мин в первые три часа двух лунных суток. Точки — моменты фиксации звезды. Линии — звездные треки. а) Наблюдение звезд на экваторе (широта 0°). В данном случае на экваторе всего 10 звезд и максимум 6 фиксаций за три часа. б) На широте 30° . В данном случае фиксируется 11 звезд и количество новых появлений 8. в) На широте 60° . В данном случае наблюдается 14 звезд с максимальной фиксацией каждой 10 раз. Из них одна звезда зафиксирована лишь один раз. г) На полюсе (широта 90°). В данном случае вследствие медленного движения звезд все точки трех часов наблюдений слились фактически в одну большую. Здесь все звезды, которые попали в поле зрения телескопа, не уходят из его поля видимости.

углов Эйлера (1) и могут быть найдены из этих уравнений приближенным методом [5, 6]. В ходе моделирования было показано, что система нелинейных уравнений (2), несмотря на близкий к нулю якобиан, допускает сходящееся итерационное решение градиентным методом [10].

Разработанная авторами технология и соответствующее программное обеспечение, реализующее градиентный метод, позволили получить устойчивое решение с высокой степенью точности как для полярного, так и неполярного размещения телескопа. Это означает, что, если мы на этапе прямой задачи для телескопа, установленного в любой точке Луны, получаем селенографические координаты x_1 , y_1 , используя ПВЛ τ^c , ρ^c , σ^c , вычисленные по аналитической теории [6], то на этапе обратной задачи, вводя в уравнение (2) координаты x_1 , y_1 , как наблюдаемые, получаем значения ПВЛ τ^o , ρ^o , σ^o с погрешностью менее 0.1 мс дуги: $|\tau^o - \tau^c| < 0.1$ мс, $|\rho^o - \rho^c| < 0.1$ мс, $|\sigma^o - \sigma^c| < 0.1$ мс и $I|\sigma^o - \sigma^c| < 0.1$ мс. Следовательно, градиентный метод, сам по себе, не вносит

погрешности в решение уравнения (2) в пределах требуемой для эксперимента точности для всех моделируемых местоположений телескопа.

Задача текущего моделирования — исследовать, как будет зависеть точность определения ПВЛ от широты места наблюдения в случаях, когда на этапе решения обратной задачи будут подаваться значения x_s^o , y_s^o , полученные из наблюдений. Величины x_s^o , y_s^o могут нести в себе и погрешности измерения, и, что главное, отличия в параметрах реальной Луны от используемой модели, заложенной в теории ФЛЛ. Другими словами, насколько будут чувствительны значения ПВЛ к изменениям в измеряемых селенографических координатах? По крайней мере, при моделировании полярных наблюдений мы показали [5, 6], что либрация по долготе абсолютно не чувствительна к наблюдениям, а погрешности в измерениях координат будут увеличивать погрешность в широте и узле в $\sqrt{2}$ раз. А что на других широтах? Нам необходимо определить такое месторасположение АЗТ, где все три ПВЛ будут в равной степени заметно реагировать на любые изменения в измеряемых координатах. Если точ-

ность измерения хорошая, то расхождения наблюдаемых координат x_s^o и y_s^o с рассчитанными теоретически x_s^c и y_s^c по приближенной модели будут отражать их чувствительность только к неучтенным факторам в используемой модели, и тем самым давать информацию и для уточнения ее параметров, и для усовершенствования самой модели.

Для проведения анализа были выполнены расчеты прямой и обратной задач для АЗТ, расположенных на разных широтах. При азимутальной установке телескопа возникает, как это уже было показано в параграфе 3, естественная проблема: по мере уменьшения широты места наблюдения увеличивается скорость движения звезд в поле зрения телескопа, ведь АЗТ участвует в двух движениях — медленном прецессионном и быстром суточном. А это, в свою очередь, вызывает сложности синхронизации наблюдений на разных широтах, чтобы измерять ПВЛ в один и тот же момент наблюдений.

Более того, чтобы за лунные сутки наблюдать все звезды, которые на широте телескопа попадут в его поле зрения, пришлось бы генерировать огромное количество звезд и хранить в файлах их сгенерированные координаты. Это потребовало бы больших ресурсов внешней памяти, и, что не менее важно, привело бы к существенным тратам процессорного времени, что на этапе поискового моделирования является существенным препятствием для анализа результатов. Если, к примеру, брать шаг регистрации координат, равный 1 ч, то оказывалось, что на малых широтах за 1 ч наблюдения удавалось зафиксировать, в лучшем случае, одно появление звезды (рис. 3), в то время как в северных широтах регистрацию звезд можно проводить через 1–2 дня: многие звезды не покидают поле зрения даже на протяжении нескольких месяцев.

Поэтому с целью получения большего количества измерений за один момент регистрации звезд и сокращения процессорного времени на расчет мы нашли простой, хотя и не очень универсальный путь. Он опирается на тот факт, что, согласно проведенному моделированию, большинство звезд на широтах ниже 75° видны в телескоп не более трех часов. В течение этих трех часов координаты рассчитывались через 15 мин. По истечении выделенного времени мы скачком меняли текущее время на величину лунного дня, т.е. на 27.3 дня, и вновь наблюдали те же самые звезды, которые через такой искусственный быстрый суточный поворот Луны снова приходили в поле АЗТ. В результате, мы провели тройную серию наблюдений по три часа, фиксируя через 15 мин координаты одних и тех же звезд в каждой серии (рис. 4).

По сути дела, используемый нами режим обусловлен описанной особенностью наблюдений звезд на азимутальной установке телескопа. Для получения необходимого результата мы должны были смоделировать процесс, который в реальности вряд ли может быть воспроизведен: 7 телескопов, установленных на разных широтах, одновременно фиксируют координаты разного количества звезд в течение длительного времени. Чтобы соблюсти одновременно и “поймать” звезды на южных широтах, нам необходимо производить фиксацию хотя бы через 15 мин и каждое измерение сохранять в оперативной памяти или в файлах. За лунные сутки только для одного телескопа при условии, что за месяц в его поле зрения пребывает 20–40 звезд, таких измерений будет порядка 80 тысяч. Но за месяц одна звезда (на южных широтах) даст 2–3 измерения, что для статистики, естественно, недостаточно. Поэтому процесс “наблюдений” мы должны были бы проводить хотя бы 3 лунных дня. Это привело к тому, что для одного телескопа расчет продолжался в течение 80–100 мин, в зависимости от количества звезд, основное время уходило на работу с файлами, а хранить огромные потоки данных в оперативной памяти не представляется возможным.

Причем, естественно, что у нас не было готового алгоритма моделирования, его мы отработывали в ходе изучения не всегда сразу понятного поведения звезд, поэтому было нерационально тратить часы на ожидание результата для анализа полученного решения и корректировки алгоритма. После полного осознания того, почему звезды на разных широтах ведут себя так, как это показано на рис. 4, мы смогли разработать описанный режим наблюдения — три часа измерений в начале каждого месяца, позволивший нам решить поставленную задачу: выявить чувствительность ПВЛ к измеряемым селенографическим координатам звезд на разных широтах. Это режим, или “расписание”, наблюдений не может быть реализован на практике: только компьютер способен мгновенно перескакивать через 27 дней, но именно такой способ фиксации координат звезд и решение соответствующей обратной задачи позволили нам в достаточно приемлемое время решить поставленную задачу.

Используемая методика наблюдений позволила, во-первых, зафиксировать большое количество измерений звезд при их прохождении через FVT, а во-вторых, существенно сократила время расчета. Для всех широт мы получали необходимые значения и координат, и ПВЛ, в одни и те же моменты времени — это важное условие для адекватного анализа результатов.

Таким образом, мы провели расчеты для семи широт, на которых может быть установлен телескоп: от 0° до 90° с интервалом в 15° . Мы показа-

ли, что от долготы места наблюдения зависит только время появления звезды в FVT, но не качество наблюдений. Поэтому мы ограничились рассмотрением размещения телескопов на первом меридиане, где их селенографическая долгота всегда равна нулю.

Из анализа представленных на рис. 4 треков мы видим, что на южных широтах число точек регистрации меньше по сравнению со средними и северными широтами. На широте 90° (северный полюс) мы видим отрезки спиралей практически всех выбранных звезд: они кружатся во время наблюдения вокруг центра телескопа, очень медленно уходя от него по мере прецессионного движения лунного полюса, за три часа наблюдений точки измерений мало отличаются друг от друга, сливаясь, создают ощущение “кляксы”.

Для проверки чувствительности ПВЛ к изменениям в селенографических координатах звезд мы случайным образом изменяли на ± 10 мс значения x_s^c и y_s^c , полученные на этапе прямой задачи, а затем измененные данные вводили в решение обратной задачи и проверяли, как три ПВЛ реагируют на эти изменения в “наблюдаемых” координатах. По каждой звезде, в итоге, мы получали ПВЛ на все моменты регистрации координат.

Серия графиков (рис. 5), демонстрирующих своего рода невязки (О–С), т.е. разности между исходным значением ПВЛ, по которым были рассчитаны x_s^c и y_s^c , и его значением, полученным по измененным селенографическим координатам, стали основой для анализа результатов проведенного моделирования. На рис. 5 мы имеем возможность сравнить, как меняются (О–С) в зависимости от широты наблюдения для всех трех ПВЛ.

Анализ поведения остаточных разностей на разных широтах позволяет нам сделать следующие выводы.

1. Максимальная чувствительность ξ в ПВЛ из-за изменений ϵ в селенографических координатах x_s и y_s для ρ и σ получается при наблюдении на полюсе: $\xi = \sqrt{2}\epsilon$, и для τ на экваторе $\xi = \epsilon$. Либрация в долготе из полярных наблюдений вообще не определяется.

2. При наблюдениях на экваторе, наоборот, хорошо определяется не только либрация в долготе τ , но и два других параметра (углы либрации в наклоне ρ и в узле σ) тоже могут быть определены, хотя они уже менее чувствительны к изменениям в селенографических координатах, чем в северных широтах. Если цель наблюдения — исследовать именно либрацию в долготе τ , то размещение АЗТ желательно реализовать на широте $\pm 3^\circ$ (чтобы избежать экранирования Землей, если T ставить вблизи первого меридиана).

3. На широте 30° – 45° все три ПВЛ имеют практически одинаковую погрешность $\xi \cong \epsilon$, что, по нашему мнению, делает эти широты оптимальными для размещения телескопа, пригодного для определения всех трех ПВЛ, в равной степени реагирующих на вариации селенографических координат.

4. Как и следовало ожидать, погрешности (О–С), полученные усреднением по всем звездам на один момент наблюдений, на всех широтах практически сводятся к нулю в силу случайного характера введенных нами изменений в каждый момент времени. Поэтому необходимо сформировать расписание будущих наблюдений так, чтобы в одно и то же время было в поле зрения как можно больше звезд. Если бы изменения в наблюдаемых координатах носили характер не случайных, а каких-либо функциональных изменений, связанных, например, с применением несовершенной модели вращения Луны, то на усредненном графике могут появиться и систематические сдвиги, и периодические вариации, которые, в свою очередь, могут стать наблюдательной основой для уточнения параметров модели.

5. Относительным “минусом” наблюдений на неполярных АЗТ, помимо отсутствия подходящих условий для измерительного оборудования и частичного экранирования звезд Солнцем, является сравнительно большая скорость движения звезд в поле зрения телескопа, что может затруднять и регистрацию, и отождествление звезд. Однако, если учесть, что скорость вращения Луны в 27 раз медленнее земной, то можно оценить, что скорость движения звезд при наблюдениях на лунном экваторе соответствует скорости звезд на широте $\sim 88^\circ$ на Земле. Технология наблюдений с такими скоростями на Земле, скорее всего, уже имеется, и при тщательном планировании расписания предстоящих наблюдений проблем с регистрацией и отождествлением наблюдаемых объектов не должно возникать.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Современный уровень проводимых и планируемых исследований Луны характеризуется высокой точностью наблюдений и разнообразием наблюдательных методов, важное место среди которых, в силу специфики условий на Луне, занимает изучение ФЛЛ. Поэтому требуются новые способы анализа большого количества высокоточных данных по наблюдению ПВЛ и извлечению из них максимального количества полезной информации о Луне. В этом контексте опыт проведения авторами компьютерной симуляции наблюдений телескопом, установленным на лунной поверхности, показывает, что подобного рода эксперимент открывает новые возможности для обнаружения тонких эффектов во вращении Лу-

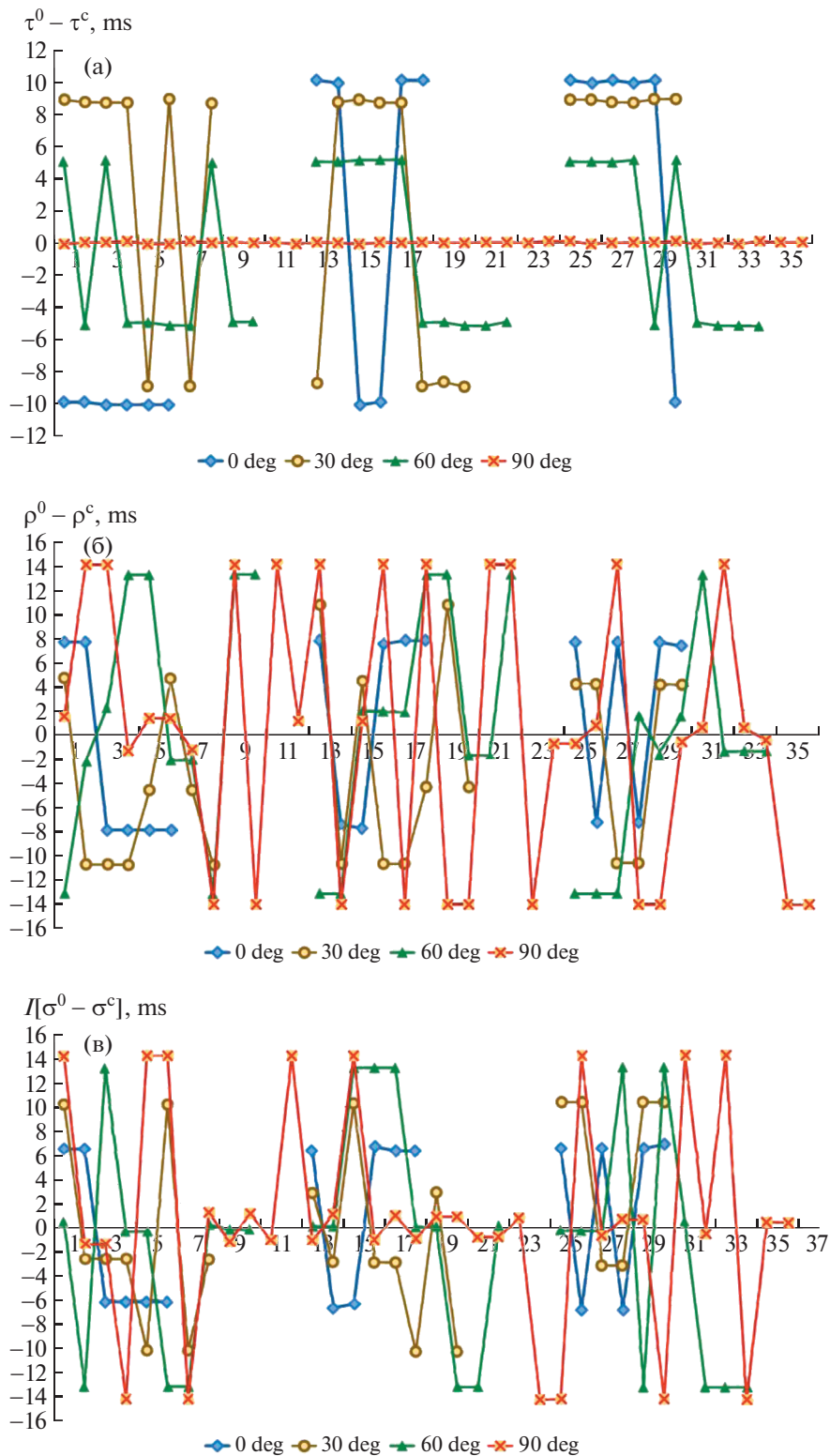


Рис. 5. Графики (О–С) в определении ПВЛ по одному наблюдению на разных широтах установки АЗТ: в разные моменты времени “наблюдаемые координаты звезды” x_s и y_s испытывали случайные вариации в пределах ± 10 мс. На оси абсцисс показаны порядковые номера каждого измерения звезды, происходящего через 15 мин после предыдущего для всех трех серий измерений.

ны, которые, в свою очередь, позволят проникнуть в сложную структуру ее внутреннего строения.

Компьютерное моделирование состояло из двух этапов. Первый — *прямая задача моделирования*: расчет селенографических координат звезд на основе выбранной динамической модели лунного тела и параметров вращения Луны, рассчитываемых по аналитической теории вращения Луны, построенной для модели твердой Луны. Второй этап — *обратная задача моделирования*: по рассчитанным на первом этапе селенографическим координатам вычисляются параметры вращения Луны и анализируются остаточные разности при сравнении с исходными данными. Градиентный метод, применяемый для обратной задачи, дает высокую степень точности. На этом же этапе вносятся контролируемые погрешности в “наблюдаемые” координаты и анализируется чувствительность к ним получаемых ПВЛ. Результаты обратной задачи — это основа для последующих этапов исследования, в том числе и для решения обратной задачи физической либрации Луны: уточнения по остаточным разностям характеристик внутреннего строения Луны.

В представленной статье описана методика компьютерного моделирования наблюдений на лунном АЗТ, который может быть расположен в любой точке лунной поверхности. Обоснованы критерии, по которым определяется эффективность наблюдения ПВЛ, представлен графический материал, на основании которого проведен анализ результатов исследования.

По анализу моделируемых остаточных разностей сделаны выводы, что для определения углов либрации в наклоне и узле эффективным будет размещение АЗТ на лунном полюсе, а для определения либрации по долготе потребуется второй телескоп, который желательнее разместить в окрестности экватора на широте $\pm 3^\circ$.

Можно ограничиться и одним телескопом, если его разместить на широте 30° – 45° , где все три параметра вращения Луны будут доступны для определения и иметь одинаковую чувствительность к любым вариациям измеряемых селено-

графических координат. Однако в случае неполярного размещения телескопа потребуется дополнительная техническая проработка обеспечения работоспособности измерительного оборудования, тщательное продумывание методики отождествления звезд и расписания наблюдений.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Настоящая работа частично поддержана Российским научным фондом, грант 20-12-00105 (согласно гранту РНФ разработан метод анализа данных и проведены численные расчеты). Работа выполнена в соответствии с Программой Правительства Российской Федерации по конкурентному росту Казанского федерального университета. Работа частично поддержана стипендией Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам SP-3225.2018.3 и Фондом развития теоретической физики и математики “БА-ЗИС”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Н. Петрова, А. Гусев, Ф. Кукучи, Н. Кавано, and X. Ханада, Изв. ГАО **219**, 262 (2009).
2. Н. Noda, К. Heki, and Н. Hanada, Adv. Space Research **42**, 358 (2008).
3. N. Petrova, Y. Nefedyev, and Н. Hanada, in *AIAA SPACE and Astronautics Forum and Exposition. SPACE 2016*, p. 5211 (2017).
4. N. Petrova and Н. Hanada, Planet. Space Sci. **68**, 86 (2012).
5. N. Petrova, T. Abdulmyanov, and Н. Hanada, Adv. Space Research **50**, 1702 (2012).
6. Н. Петрова, X. Ханада, Астрон. вестн. Исследования солнечной системы **47**(6), 504 (2013).
7. Н. Hanada, Н. Araki, S. Tazawa, S. Tsuruta, et al., Sci. China Phys., Mechanics and Astronomy **55**, 723 (2012).
8. N. Petrova, Earth, Moon and Planets **73**, 71 (1996).
9. А. В. Гусев, Н. К. Петрова, X. Ханада, *Вращение, физическая либрация и внутреннее строение активной и многослойной Луны* (Казань: Изд-во Казан. ун-та, 2015).
10. Y. A. Nefedyev, A. Andreev, N. Petrova, N. Y. Demina, and A. Zagidullin, Astron. Rep. **62**, 1016 (2018).

УДК 521.1

МЕТЕОРНЫЙ ПОТОК κ-ЦИГНИДЫ И ЕГО СВЯЗЬ С ОКОЛОЗЕМНЫМИ АСТЕРОИДАМИ

© 2020 г. М. В. Сергиенко^{1,*}, М. Г. Соколова¹, Ю. А. Нефедьев¹, А. О. Андреев¹

¹ Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

*e-mail.ru: star1955@mail.ru

Поступила в редакцию 19.12.2019 г.

После доработки 28.06.2020 г.

Принята к публикации 30.07.2020 г.

Целью исследования является изучение связей метеорного потока κ-Цигнид с различными группами астероидов, пересекающих орбиту Земли (Near-Earth objects, NEO), на основе наблюдаемой структуры метеорного потока и комплексного подхода оценки близости расстояний между орбитами двух тел. Метеорный поток κ-Цигниды (код KCG) ежегодно наблюдается с 3 по 25 августа и относится к потокам с невысокой активностью, размер его средней орбиты составляет около 3.2 а.е., геоцентрическая скорость 20.9 км/с. Родительское тело (РТ) потока среди комет не найдено. Активно изучаются связи потока с астероидами как вероятными РТ потока, некоторые из них как гипотезы приведены на сайте Центра метеорных данных IAU MDC. Статья основана на докладе, сделанном на конференции “Астрометрия вчера, сегодня, завтра” (ГАИШ МГУ, 14–16 октября 2019 г.).

DOI: 10.31857/S0004629920120129

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в околоземном пространстве наблюдается около 20 метеорных потоков с часовым числом от 20 до 140 метеоров/час (Геминиды, Дракониды, Квадрантиды, Ориониды, Персеиды и др.). Эти потоки называют главными, их структура хорошо изучена, для большинства установлена генетическая связь с кометой.

Помимо главных потоков, наблюдаются порядка сотни малых метеорных потоков, численность которых в среднем составляет около 10 метеоров/час, для большей части которых не найдена наблюдаемая в прошлом или настоящем родительская комета (условно назовем их потоки-сироты). Низкая пространственная плотность малых потоков может быть обусловлена рассеиванием их орбит под действием гравитационных и негравитационных сил из-за их большого возраста. В этом случае можно предположить, что родительская комета перешла в разряд угасших, т.е. неактивных, комет или распалась на отдельные фрагменты. Наиболее значительные гравитационные возмущения орбит испытывают малые тела, относящиеся к группе Юпитера. Поэтому для малых метеорных потоков, средние орбиты которых соразмерны с орбитами астероидов главного пояса, исследование их связей с астероидами как возможными ядрами угасших комет или продуктами их распада является актуальной задачей.

Опубликовано большое количество работ по данной тематике, в том числе и по изучению связей с астероидами малого метеорного потока κ-Цигниды, родительская комета которого не определена [1–6]. Для поиска астероидов с орбитами, близкими орбитам метеороидов, используются различные критерии и методики, поэтому для κ-Цигнид как вероятные РТ приводятся разные астероиды, некоторые из них как гипотезы приведены на сайте Центра метеорных данных Международного астрономического союза IAU MDC¹.

Необходимо отметить, что многие метеороиды имеют структурные особенности, которые можно объяснить совместным действием возмущений планет и негравитационных эффектов [7, 8]. В работе [9] исследуется роль эффекта Пойнтинга–Робертсона в эволюции метеороидных потоков. Данный эффект представляет собой процесс, в результате которого солнечный ветер заставляет метеорную пыль, вращающуюся вокруг Солнца, терять угловой момент относительно своей орбиты и таким образом оказывает влияние на разделение частиц по размерам и плотностям: меньшие частицы смещаются к Солнцу быстрее, чем более крупные. Для метеорных потоков Леонид, Драконид и Персеид было определено, что по прошествии промежутка времени более 10^4 лет в

¹ <http://www.IAUC22DB/MDC2007>

старых потоках должны оставаться только крупные и плотные частицы, а в молодых потоках такого разделения не наблюдается. Таким образом, время существования названных метеорных потоков, вероятно, не превышает 5×10^7 лет. Также в работе [10] показано на основе моделирования орбит НЕО, что вклад тел пояса Койпера в наблюдаемую популяцию НЕО является достаточно небольшим, а общее количество таких объектов в десятки раз меньше, чем кентавров. Причем негравитационные эффекты практически не оказывают влияния на переход метеорных частиц из пояса Койпера во внутренние области солнечной системы.

Целью данной работы является поиск астероидов с орбитами, близкими метеороидам малого метеорного потока к-Цигниды, на основе комплексного подхода с использованием структуры метеорного потока и критериев для оценки близости орбит малых тел.

2. ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ И НАБЛЮДАТЕЛЬНАЯ БАЗА

Метеорный поток к-Цигниды (код KCG) ежегодно наблюдается с 3 по 25 августа. По данным [11] средняя геоцентрическая скорость метеороидов равна 20.9 км/с, максимальная активность потока наблюдается на эклиптической долготе Солнца 141.0° , прямое восхождение и склонение радианта составляют соответственно 277.5° и 52.8° (все угловые величины даны на эпоху J2000.0). Повышение активности потока также отмечается на долготах Солнца 145.7° и 147.6° [12].

Изучение активности к-Цигнид было выполнено нами по многолетним визуальным наблюдениям метеоров за 1996–2011 гг. Международной метеорной организации² и телевизионным наблюдениям метеоров потока за 2013–2016 гг. системы Мини-Мега ТОРТОРА (ММТ) Казанского федерального университета (Россия) на основе методики, опубликованной в [13]. Для метеоров ярче $+3^m$ установлено, что повышение активности потока регистрируется с 13 по 19 августа (на интервале эклиптических долгот Солнца 140° – 146°) и остается на уровне 11–14 метеоров/час. Наибольшее соотношение по массе крупной составляющей метеороидов к мелкой составляющей регистрируется на долготе Солнца 142.8° . Это позволяет предположить, что потенциальное родительское тело к-Цигнид в период образования роя могло иметь орбиту с долготой узла, близкой к 142.8° . Для наблюдаемого диапазона звездных величин метеоров от -5^m до $+3^m$ имеет место уменьшение больших полуосей и эксцентрисите-

тов орбит к-Цигнид в зависимости от яркости метеоров, что указывает на влияние негравитационного эффекта Пойнтинга–Робертсона на структуру потока вследствие значительного возраста потока.

Для исследования связи к-Цигнид с астероидами были использованы телевизионные каталоги метеорных орбит: Японской метеорной сети SonatoCo за 2007–2015 гг. (Японское метеорное общество³, далее SonatoCo); Хорватской метеорной сети CMN⁴ за 2016–2017 гг.; CAMS Meteoroid Orbit Database v2.0 за 2010–2012 гг.⁵, далее CAMS; объединенной Европейской метеорной сети EDMOND за 2001–2016 гг.⁶, далее EDMOND. В работе не использовались каталоги орбит, в которых наблюдаемые метеоры не отнесены к какому-либо метеорному потоку.

Поиск астероидов с близкими к к-Цигнидам орбитами выполнялся среди астероидов группы Аполлона, пересекающих орбиту Земли в перигелии своей орбиты и имеющих значение перигелийного расстояния $q < 1.017$ а.е. Открыто свыше 11000 Аполлонов, из которых порядка 1700 являются потенциально опасными для Земли объектами ярче $+22^m$ (размером около 150 м), которые могут приблизиться на расстояние, меньшее чем 0.05 а.е. Актуальная база данных физико-динамических параметров астероидов представлена на сайте NASA⁷.

3. ПОИСК АСТЕРОИДОВ СО СХОЖИМИ ОРБИТАМИ МЕТЕОРОИДОВ к-ЦИГНИД

В работах [1–6, 11] для оценки близости расстояния между орбитами астероидов и метеороидов к-Цигнид используются критерии схожести орбит Саутворта–Хокинса [14], Йопека [15], Ашера [16]. В данных критериях (D критериях) степень близости двух орбит оценивается формальным безразмерным параметром D в 5-мерном пространстве орбит или в одном из его фактор-пространстве меньшей размерности. Гипотеза о близости орбит двух малых тел x и y принимается, если имеет место неравенство:

$$D^2(x, y) \leq D_c^2, \quad (1)$$

где D_c – верхнее пороговое значение, которое может быть принято равным 0.2 для всех метеорных потоков [14] или определено для конкретного по-

³ <http://sonotaco.jp/doc/SNM/index.html>

⁴ <http://cmn.rgn.hr/downloads/downloads.html#orbitcat>

⁵ <http://cams.seti.org/>

⁶ <https://www.meteornews.net/edmond/edmond/edmond-database/>

⁷ http://ssd.jpl.nasa.gov/sbdb_query.cgi, дата обращения 28.04.2019

² <http://www.imo.net/data/visual>

Таблица 1. Средние орбиты к-Цигнид

Каталог	Число орбит	$q \pm \sigma$ а.е.	$e \pm \sigma$	$i^\circ \pm \sigma^\circ$	$\Omega^\circ \pm \sigma^\circ$	$\omega^\circ \pm \sigma^\circ$	$\pi^\circ \pm \sigma^\circ$	$D_{DR} \pm \sigma$	$T \pm \sigma$	$\mu \pm \sigma$	$\nu \pm \sigma$
SonatoCO	544	0.978	0.673	33.265	141.229	203.123	344.353	0.071	2.660	1.067	0.192
		± 0.014	± 0.050	± 3.529	± 6.388	± 5.077	± 6.439	± 0.095	± 0.338	± 0.050	± 0.036
CAMS	14	0.995	0.665	31.976	139.957	197.008	336.965	0.045	3.014	1.184	0.210
		± 0.005	± 0.020	± 1.175	± 1.562	± 2.693	± 1.688	± 0.044	± 0.244	± 0.034	± 0.024
EDMOND	228	0.984	0.723	34.944	137.850	200.297	338.146	0.118	2.346	1.065	0.162
		± 0.016	± 0.129	± 3.603	± 8.869	± 6.161	± 8.671	± 0.118	± 0.765	± 0.043	± 0.083
CMN	140	0.982	0.678	33.508	141.492	200.885	342.376	0.084	2.677	1.066	0.198
		± 0.019	± 0.084	± 4.561	± 5.990	± 6.904	± 7.126	± 0.089	± 0.502	± 0.064	± 0.053

Примечание. Эпоха J2000.0, q – перигелийное расстояние (а.е.), e – эксцентриситет, i – наклонение орбиты, Ω – долгота узла, ω – аргумент перигелия, π – долгота перигелия.

тока по некоторой оригинальной методике авторов научных публикаций.

С целью сравнения результатов отождествления орбит к-Цигнид с орбитами астероидов, полученных с применением различных методик, нами, в отличие от других исследований, был использован D критерий Драммонда в виде [17]

$$D_{DR}^2 = \left(\frac{e_2 - e_1}{e_2 + e_1}\right)^2 + \left(\frac{q_2 - q_1}{q_2 + q_1}\right)^2 + \left(\frac{I_{21}}{180^\circ}\right)^2 + \left(\frac{e_2 + e_1}{2}\right)^2 \left(\frac{\theta_{21}}{180^\circ}\right)^2, \quad (2)$$

где $\theta = \arccos(\sin \beta_2 \sin \beta_1 + \cos \beta_2 \cos \beta_1 \cos(\lambda_2 - \lambda_1))$; $\beta = \arcsin(\sin i \sin \omega)$; $\lambda = \Omega + \arctan(\cos i \omega)$, прибавляется 180° , если $\cos \omega < 0$; I, e_1, e_2, q_1, q_2 – взаимный наклон, эксцентриситеты и перигелийные расстояния орбит двух тел. Исследования показали, что критерий Драммонда является более устойчивым к геометрии орбит метеоров и менее чувствительным к инструментальным ошибкам их определения разными методами наблюдений [18].

Для повышения достоверности результатов наряду с D критерием Драммонда также были использованы параметры, значения которых в процессе орбитальной эволюции малых тел мало изменяются: постоянная Тиссерана относительно Юпитера [19]

$$T = a^{-1} + 0.16860a\sqrt{1 - e^2} \cos i, \quad (3)$$

два квазистационарных параметра [20, 21]

$$\mu = \sqrt{a(1 - e^2)} \cos i, \quad (4)$$

$$\nu = (1 - e^2)(0.4 - \sin^2 \omega \sin^2 i) = \text{const}, \quad (5)$$

где a, e, i, ω, Ω – большая полуось, эксцентриситет, наклон, аргумент перигелия и долгота узла орбиты малого тела соответственно.

Пороговые значения критерия Драммонда и интервальные оценки изменений постоянной Тиссерана, квазистационарных параметров первоначально определялись для потока к-Цигнид отдельно по каждому каталогу путем сравнения средней орбиты потока с орбитами метеороидов в каталоге и вычисления их средних значений и СКО. В табл. 1 приведены данные о статистике индивидуальных орбит метеороидов в каталогах, параметры средней орбиты (q, e, i, ω, Ω) потока к-Цигнид, средние значения критерия Драммонда D_{DR} , постоянной Тиссерана T и квазистационарных параметров μ, ν и их средние квадратические ошибки σ (СКО) по каждому каталогу орбит. Далее эти значения использовались для проверки выполнения критериев (2)–(5) для пары орбит: “орбита астероида – средняя орбита к-Цигнид”. В результате были отобраны те астероиды, для которых параметры критериев не превышают значения 2σ аналогичных средних значений критериев потока к-Цигнид. Выделенные нами астероиды с близкими для к-Цигнид орбитами и некоторые их характеристики приведены в табл. 2, где также представлены результаты сравнения с другими источниками.

Угасшая или “спящая” комета внешне выглядит как обычный астероид, и различить их по наземным наблюдениям невозможно [22]. Но на основе динамических характеристик их можно различить, например, с помощью параметра Тиссерана. NEO, являющийся ядром угасшей кометы, должен иметь кометоподобную орбиту, и для него параметр Тиссерана должен иметь величину $T_j < 3.12$ [23–26]. Согласно [26, 27], объекты со значением постоянной Тиссерана относительно Юпитера $T_j < 3.1$ движутся по кометоподобным

Таблица 2. Астероиды с орбитами, близкими к-Цигнидам

Астероид	Каталог	T_{ast}	$H/D, ^m/\text{км}$	α	Другие источники
153311 (2001 MG1)	SonatoCo	3.0	17.2	0.334	[2–5]
385343 (2002 LV)	EDMOND	3.2	17.2/1.359	0.334	—
483468 (2002 JY8)	CMN	3.2	17.7	0.334	—
(2002 MS3)	CMN	3.2	19.1	0.334	—
469722 (2005 LP40)	SonatoCo	3.6	19.5	0.039	—
(2014 UH210)	EDMOND	3.0	21.1/0.404	0.039	—
(2017 NW5)	SonatoCo	2.7	20.9	0.039	—
(2015 RA36)	CMN	2.9	20.0	0.039	—
2329 Orthos (1976 WA)	EDMOND	3.1	14.5	0.316	—
510073 (2010 JF88)	EDMOND	3.3	18.5/0.451	0.316	—
(1994 NE)	EDMOND	3.4	19.8	0.316	—
(2002 JD 109)	EDMOND	3.4	18.3	0.316	—
(2009 OZ4)	CMN	2.8	19.3	0.316	—
(2016 WG10)	CAMS	3.1	20.9	—	—
(2014 AE51)	CAMS	3.2	25.5	—	—
(2017 AP13)	CAMS	3.0	23.2	—	—
(2018 AM2)	CAMS	3.2	25.9	—	—
Астероиды, выделенные другими авторами					
361861 (2008 ED69)		2.6	16.9		[3]
(2004 LA12)		2.8	15.4		[2, 11, 7]
(2016 NO16)		3.1	19.5		[1]

Примечание. T_{ast} – постоянная Тиссерана астероида, H/D – абсолютная звездная величина/диаметр астероида, α – геометрическое альbedo, если известны. Прочерк “—” означает отсутствие данных.

орбитам, а с $T_j > 3.1$ – по астероидным орбитам. Кроме того, предполагается, что астероиды с низким геометрическим альbedo, лежащим в интервале от 0.02 до 0.12, могут быть угасшими кометами [28, 29]. Согласно постоянной Тиссерана T (табл. 1) метеороиды к-Цигнид движутся по кометным орбитам, в то время как большая часть выделенных астероидов демонстрируют астероидный тип орбит. Значения геометрического альbedo крупных астероидов 385343 (2002 LV) и 2329 Orthos (1976 WA) также подтверждают их астероидное происхождение.

Таким образом, анализируя полученные результаты, можно отметить, что по трем каталогам метеорных орбит (табл. 2) выделяются астероиды 153311 (2001 MG1), 385343 (2002 LV), 483468 (2002 JY8), (2002 MS3), из которых два, 153311 (2001 MG1) и 385343 (2002 LV), отмечены другими авторами, но только для 153311 (2001 MG1) можно предположить кометный тип орбиты. По двум каталогам выделяются астероиды 469722 (2005 LP40), (2014 UH210), (2017 NW5), (2015 RA36), которые в работах других исследователей не упоминаются. Из них астероиды (2017 NW5), (2014 UH210) по значению постоянной Тиссерана дви-

жутся по кометоподобной орбите, кроме того (2014 UH210) имеет низкое геометрическое альbedo, что также не исключает его кометной природы.

По каталогу CAMS (табл. 2) выделяются четыре астероида, которые не совпадают ни с астероидами, выделенными по другим каталогам метеорных орбит, ни с данными других авторов. Значения постоянной Тиссерана указывают на их астероидные орбиты, что дает основание не связывать данные астероиды с к-Цигнидами. Астероиды 361861 (2008 ED69) и (2004 LA12), приведенные в [2, 3, 6], также нами выделены, но со значением 3σ квазистационарных параметров (4), (5). Астероид (2016 NO16), отмеченный в работе [1], нами не выделяется.

В дополнение необходимо отметить, что в работе оценивается близость современных орбит двух НЕО. При этом возможно их случайное совпадение. Поэтому для большей достоверности и подтверждения обнаруженных генетических связей необходимо исследовать эволюцию орбиты для НЕО-кандидата в угасшие ядра комет и определить количество пересечений его с орбитой Земли. Согласно [6], метеорный поток к-Цигнид

Таблица 3. Взаимные (между NEO) значения критерия Ашера [30]

D [30]	(2001 MG1)	(2014 UH210)	(2017 NW5)	(2008 ED69)	(2004 LA12)
(2001 MG1)	0	0.001	0.06	0.15	0.27
(2014 UH210)	0.001	0	0.06	0.16	0.27
(2017 NW5)	0.06	0.06	0	0.13	0.26
(2008 ED69)	0.15	0.16	0.13	0	0.13
(2004 LA12)	0.27	0.28	0.26	0.13	0

Таблица 4. Взаимные (между NEO) значения критерия D_{SH} [14]

D_{SH} [14]	(2001 MG1)	(2014 UH210)	(2017 NW5)	(2008 ED69)	(2004 LA12)
(2001 MG1)	0	0.54	0.31	0.51	0.38
(2014 UH210)	0.54	0	0.30	0.32	0.68
(2017 NW5)	0.31	0.30	0	0.25	0.44
(2008 ED69)	0.51	0.32	0.25	0	0.50
(2004 LA12)	0.38	0.68	0.44	0.50	0

восьмикратно пересекает орбиту Земли и генетически связанный с ним NEO также должен, как минимум, пересекать орбиту Земли 8 раз. Из пяти NEO, для которых авторами предположена связь с метеорным потоком, (2001 MG1) также пересекает орбиту Земли 8 раз, (2008 ED69) и (2004 LA12) – 4 раза, и для двух оставшихся NEO данных на настоящий момент времени нет. Если перечисленные NEO, согласно значениям D -критериев для их орбит и параметрам средних орбит выявленных субпотоков, связаны с роем κ-Цигнид, то следует ожидать, что имеется генетическая связь и между этими NEO. Для проверки этого предположения были вычислены взаимные (между NEO) значения критерия Ашера [30], для вычисления которых используются q , e , i (табл. 1) и величины более строгого критерия D_{SH} [14], использующего пять элементов орбит – q , e , i , ω , Ω (табл. 2).

Как видно из табл. 3 и 4, согласно D_{SH} критерию, схожие орбиты не имеет ни одна пара из пяти NEO, однако, как исключение, можно допустить связь между (2008 ED69) и (2017 NW5) с $D_{SH} = 0.25$, (2017 NW5) и (2014 UH210) с $D_{SH} = 0.30$, (2017 NW5) и (2001 MG1) с $D_{SH} = 0.31$, (2008 ED69) и (2014 UH210) с $D_{SH} = 0.32$. Менее строгий критерий Ашера [30] допускает близость орбит четырех астероидов, кроме (2004 LA12), орбита которого близка только к орбите NEO (2008 ED69).

4. ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Несмотря на достаточно хорошую статистику наблюдений и изученность метеорного потока

κ-Цигнид, в отличие от других малых потоков, вопрос о его РТ остается открытым. Поиск астероидов в группе Аполлона со схожими κ-Цигнидам орбитами и имеющими промежуточные или кометоподобные орбиты позволяет отобрать следующие астероиды: 153311 (2001 MG1), (2017 NW5), (2014 UH210), 361861 (2008 ED69), (2004 LA12). Из анализа табл. 3 и 4 можно сделать вывод, что NEO (2004 LA12) должен быть исключен из этого семейства. Для дальнейшего исследования их возможной связи с метеорным потоком необходимо привлечь дополнительные критерии, в том числе изучать структуру потока с привлечением всех возможных наблюдений и ретро эволюцию орбит астероидов в сравнении с орбитальной эволюцией метеорного потока.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Настоящая работа частично поддержана Российским научным фондом, гранты 20-12-00105 (согласно РНФ гранту разработан метод анализа данных) и 19-72-00033 (согласно гранту проведены численные расчеты). Работа выполнена в соответствии с Программой Правительства Российской Федерации по конкурентному росту Казанского федерального университета. Работа частично поддержана стипендией Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам SP-3225.2018.3, грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 19-32-90024 Аспиранты и Фондом развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность доктору физико-математических наук Кохириной Гулчехре Исроилов-

не за большую помощь при написании настоящей работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *B. Dumitru, M. Birlan, M. Popescu, and D. Nedelcu*, *Astron. and Astrophys.* **607**, id. A5 (2017).
2. *D. Jones, I. Williams, and V. Porubcan*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **371**, 684 (2006).
3. *P. Jenniskens and J. Vaubaillon*, *Astron. J.* **136**, 725 (2008).
4. *A. V. Moorhead, P. G. Brown, P. Spurný, W. J. Cooke, and L. Shrbeny*, *Astron. J.* **150**, id. 122 (2015).
5. *J. M. Trigo-Rodríguez, J. M. Madiedo, I. P. Williams, and A. J. Castro-Tirado*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **392**, 367 (2008).
6. *П. Б. Бабаджанов, Г. И. Кохилова, Метеорные потоки астероидов, пересекающих орбиту Земли* (Душанбе: Дониш, 2009).
7. *P. Babadzhanov, G. Kokhirova, and Y. V. Obruchov*, *Kinematics Phys. Celest. Bodies* **32**, 250 (2016).
8. *V. Usanin, Y. Nefedyev, and A. Andreev*, *Adv. Space Research* **58**, 2400 (2016).
9. *Н. Куликова*, *Астрон. вестник* **5**, 181 (1971).
10. *A. Kazantsev*, *Kinematics Phys. Celest. Bodies* **26**, 249 (2010).
11. *P. M. M. Jenniskens, Meteor Showers and their Parent Comets* (Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2006).
12. *A. F. Cook*, in *Evolutionary and Physical Properties of Meteoroids*, Proc. of IAU Colloq. 13, held in Albany, NY, 14–17 June 1971, edited by C.L. Hemenway, P.M. Millman, and A.F. Cook, National Aeronautics and Space Administration SP **319**, 183 (1973).
13. *M. Sokolova and M. Sergienko*, *Solar System Research* **50**, 379 (2016).
14. *R. Southworth and G. Hawkins*, *Smith. Contr. Astroph.* **7**, 261 (1963).
15. *T. J. Jopek*, *Icarus* **106**, 603 (1993).
16. *D. Asher, S. Clube, W. Napier, and D. Steel*, *Vistas Astron.* **38**, 1 (1994).
17. *J. D. Drummond*, *Icarus* **45**, 545 (1981).
18. *M. Sokolova, E. Kondratyeva, and Y. Nefedyev*, *Adv. Space Research* **52**, 1217 (2013).
19. *F. Tisserand, Traité de mécanique céleste. I. Perturbations des planètes d'après la méthode de la variation des constantes arbitraires* (Gauthier-Villars, 1889).
20. *М. Л. Лудов*, *Искусств. спутники Земли* **8**, 5 (1961).
21. *Е. Н. Крамер, И. С. Шестака*, *Астрон. вестник* **21**, 75 (1987).
22. *P. Babadzhanov, G. Kokhirova, and Y. V. Obruchov*, *Solar System Res.* **49**, 165 (2015).
23. *L. Kresak*, *Bull. Astron. Inst. Czechoslovakia* **33**, 104 (1982).
24. *H. Kosai*, in *Dynamics and Evolution of Minor Bodies with Galactic and Geological Implications*, edited by S. V. M. Clube, S. Yabushita, and J. Henrard (Dordrecht: Springer Netherlands, 1992), p. 237.
25. *K. Kholoshevnikov, G. Kokhirova, P. Babadzhanov, and U. Khamroev*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **462**, 2275 (2016).
26. *D. Jewitt*, *Astron. J.* **143**, id. 66 (2012).
27. *D. Jewitt*, in *Comets in the Post-Halley Era*, edited by R. L. Newburn, M. Neugebauer, and J. Rahe (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, Netherlands, 1992), p. 19.
28. *Y. R. Fernández, D. C. Jewitt, and S. S. Sheppard*, *Astron. J.* **130**, 308 (2005).
29. *P. B. Babadzhanov and I. P. Williams*, *Proc. IAU Symp.* **2**, 135 (2006).
30. *D. Asher, S. Clube, and D. Steel*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **264**, 93 (1993).