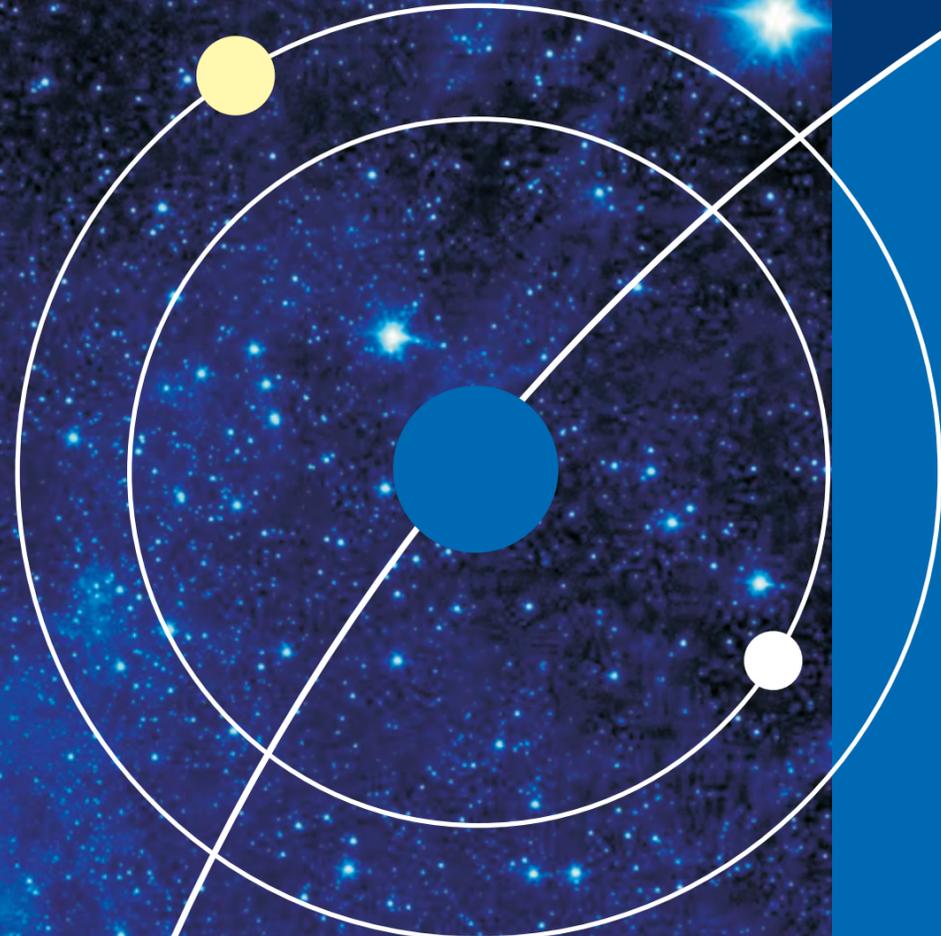


ISSN 2658-5669

e-ISSN 2712-8318

НАУЧНЫЕ ТРУДЫ ИНСТИТУТА АСТРОНОМИИ РАН

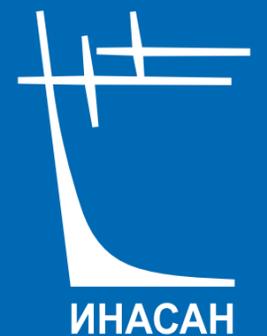
INASAN
SCIENCE
REPORTS



В ЖУРНАЛЕ «НАУЧНЫЕ ТРУДЫ ИНСТИТУТА АСТРОНОМИИ РАН» ПУБЛИКУЮТСЯ СТАТЬИ ПО РАЗЛИЧНЫМ АСПЕКТАМ АСТРОНОМИИ, В ТОМ ЧИСЛЕ ПО ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И НАБЛЮДАТЕЛЬНОЙ АСТРОФИЗИКЕ, ПЛАНЕТНОЙ АСТРОНОМИИ, ЗВЕЗДНОЙ АСТРОНОМИИ, ФИЗИКЕ СОЛНЦА, НЕБЕСНОЙ МЕХАНИКЕ АСТРОНОМИЧЕСКИМ МЕТОДАМ И ПРИБОРАМ, КОСМИЧЕСКИМ ИССЛЕДОВАНИЯМ И ИССЛЕДОВАНИЯМ В ОБЛАСТИ КОСМИЧЕСКОЙ ГЕОДЕЗИИ.



ТОМ
6
ВЫПУСК 2



МОСКВА
2021

УДК 52
ББК 22.6
НЗ4

НЗ4 **Научные труды Института астрономии РАН. Том 6(2).** –
М.: Изд-во Янус-К, 2021, 36 с., илл.

ISSN 2658-5669

e-ISSN 2712-8318

Редколлегия

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

Секретарь редколлегии Вибе Е.Д.

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

© ИНАСАН, 2021
© Коллектив авторов, 2021

INASAN Science Reports. Vol 6(2). M.: Janus-K, 2021, 36 pp.

ISSN 2658-5669

e-ISSN 2712-8318

Editorial Board

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

Staff Editor E.D. Wiebe

INASAN Science Reports is a peer-reviewed journal that publishes papers in various fields of astronomy, including theoretical and observational astrophysics, planetary astronomy, galactic astronomy, solar physics, celestial mechanics, astronomical methods and tools, space research and studies related to space geodesy.

© INASAN, 2021
© Author team, 2021

Научное издание

**Научные труды
Института астрономии РАН.
Том 6 (2)**

Сдано в набор 20.10.2021. Подписано в печать 29.10.2021
Формат 60х90/8. Бумага офсетная
Уч.-изд. п.л. 4,5. Физ. п.л. 4,5. Тираж 100. Заказ №5724

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

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



Странности поступательно-вращательного движения объекта 10294 по оптическим наблюдениям

Бахтигараев Н.С.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Представлены особенности изменения параметров движения геосинхронного объекта 10294 SIRIO-1 №1977–080A по результатам оптических наблюдений в обсерваториях в Звенигороде, на пике Терскол и на горе Санглох республики Таджикистан. Пассивный итальянский научный космический аппарат SIRIO-1 представляет интерес тем, что он описывает классическую восьмерку вокруг точки либрации 75° в.д. без дрейфа по долготе и всегда доступен наблюдениям с наших пунктов. Это дает возможность детально исследовать поступательно-вращательное движение объекта, используя только результаты своих измерений. SIRIO-1 наблюдался нами для проверки аппаратуры и программного обеспечения как тестовый объект с очень устойчивой орбитой. В 2018 г. у этого объекта были обнаружены изменения в движении и в кривых блеска, не свойственные космическому мусору. Были зафиксированы небольшое скачкообразное изменение орбиты между 7 и 11 марта 2018 г. и изменение коэффициента отношения площади миделевого сечения объекта к его массе; кроме того перестал надежно определяться период изменения блеска и появилось характерное изменение блеска на одном и том же участке траектории с периодом, примерно равным звездным суткам.

Ключевые слова: SIRIO-1, геосинхронная орбита, фотометрические наблюдения космического мусора

Strangeness of translational and rotational motion of the geosynchronous object 10294 according to optical observations

Bakhtigaraev N.S.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

The features of changes in the motion parameters of the geosynchronous object 10294 SIRIO-1 No.1977–080A based on the results of optical observations at the observatories in Zvenigorod, Terskol Peak and Sanglokh Mountain in the Republic of Tajikistan are presented. The passive Italian scientific spacecraft SIRIO-1 is of interest to us because it describes the classic eight around the libration point of 75° E without longitude drift and is always available to observations from our observation points. This makes it possible to study in detail the translational-rotational motion of the object, using only the results of their measurements. SIRIO-1 was observed by us to test the hardware and software as a test object with a very stable orbit. In 2018, this object was found to have changes in motion and in the light curves that are not characteristic to space debris. A small abrupt change in the orbit between March 7 and 11, 2018, and a change in the area-to-mass ratio of the object were recorded. In addition, the period of change in the brightness was no longer reliably determined, and a characteristic change in the brightness appeared on the same part of the trajectory with a period approximately equal to the sidereal day.

Keywords: SIRIO-1, geosynchronous orbit, photometric observations of space debris

DOI: 10.51194/INASAN.2021.6.2.001

1. Введение

По данным Encyclopedia Astronautica (<http://www.astronautix.com/s/sirio.html>) объект 10294 — это итальянский экспериментальный коммуникационный и научный геостационарный космический аппарат (КА) SIRIO 1 — Satellite Italiano Ricerca Industriale Orientata (номер КОСПАР 77080A, номер НОРАД 10294). 11 марта 2007 г. после прекращения работы КА SIRIO-1 был переведен на точку либрации 75° в.д. Сейчас его

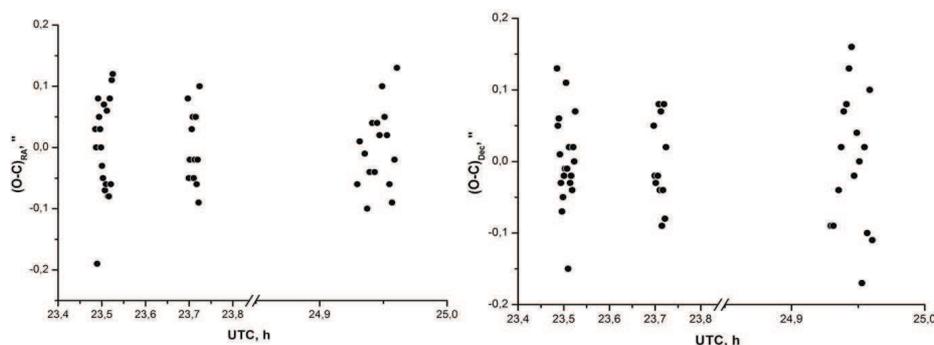


Рис. 1: Оценки точности измерений SIRIO-1 прямого восхождения и склонения по данным наблюдений в Терскольской обсерватории на телескопе Цейсс-2000 10 октября 2018 г. на интервале наблюдений 90 минут.

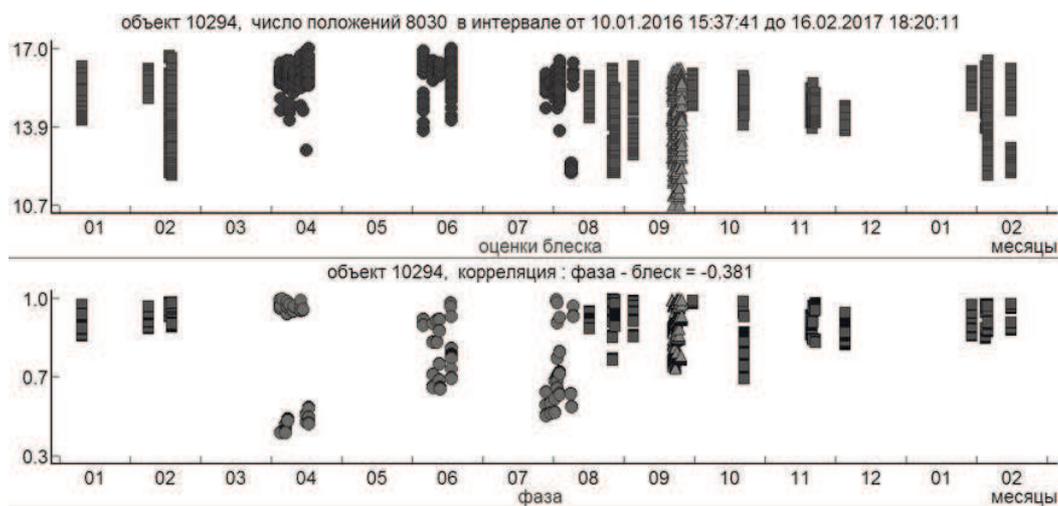


Рис. 2: Изменение блеска и фазы освещенности SIRIO-1 по наблюдениям с трех пунктов с января 2016 г. по февраль 2017 г.

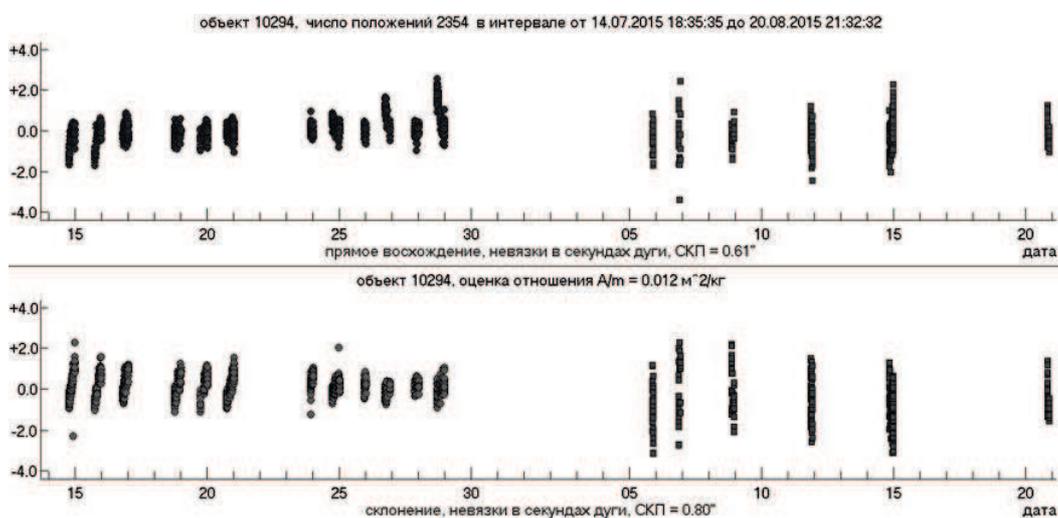


Рис. 3: Остаточные отклонения измеренных координат SIRIO-1 по наблюдениям на Терсколе и в Звенигороде в июле и августе 2015 г. на интервале наблюдений 37 суток.

траектория представляет собой классическую восьмерку без дрейфа по долготе, он всегда доступен наблюдениям с наших пунктов. Это дает возможность детальных исследований его поступательно-вращательного движения, используя результаты только наших измерений. SIRIO-1 наблюдается нами для проверки аппаратуры и программного обеспечения как тестовый объект с очень устойчивой орбитой.

2. Результаты наблюдений

SIRIO-1 наблюдается как тестовый объект в Звенигородской обсерватории ИНАСАН и в обсерватории ТФ ИНАСАН на пике Терскол [1, 2]. С сентября 2016 г. начаты наблюдения на восстановленном телескопе Zeiss-1000 обсерватории Санглох Академии наук республики Таджикистан [3]. Наклон орбиты SIRIO-1 равен 11.6° , эксцентриситет — 0.0008. Блеск SIRIO-1 во время наблюдений изменяется от 10-й до 17-й звездной величины.

Приведем несколько примеров, показывающих характер изменения блеска, точность позиционных измерений и устойчивость параметров орбиты SIRIO-1 по наблюдениям до 2018 г. На рис. 1 показаны оценки точности измерений объекта по данным наблюдений в Терскольской обсерватории на телескопе Цейсс-2000 10 октября 2018 г. Интервал наблюдений 90 минут. Среднеквадратичные ошибки получились равными $\pm 0.07''$ как по прямому восхождению, так и по склонению. Необходимо отметить, что эти наблюдения были выполнены при очень хороших погодных условиях. Обычно ошибки наблюдений лежат в пределах от $\pm 0.1''$ до $\pm 0.3''$.

На рис. 2 приведены оценки блеска и фазы освещенности SIRIO-1 по наблюдениям с трех пунктов – Звенигород (квадраты), Терскол (круги) и Санглох (треугольники) с января 2016 г. по февраль 2017 г.

На рис. 3 показаны остаточные отклонения измеренных координат по наблюдениям на Терсколе и в Звенигороде в июле и августе 2015 г. на интервале наблюдений 37 суток. СКП по прямому восхождению = $\pm 0.61''$, СКП по склонению = $\pm 0.80''$, коэффициент отношения площади к массе $A/m = 0.012 \text{ м}^2/\text{кг}$.

Остаточные отклонения измеренных координат с 10 января 2016 г. по 16 февраля 2017 г. на интервале 400 суток представлены на рис. 4. Квадраты – Звенигород, круги – Терскол, треугольники – Санглох. СКП по альфа = $\pm 8.67''$, СКП по дельта = $\pm 2.39''$, $A/m = 0.009 \text{ м}^2/\text{кг}$.

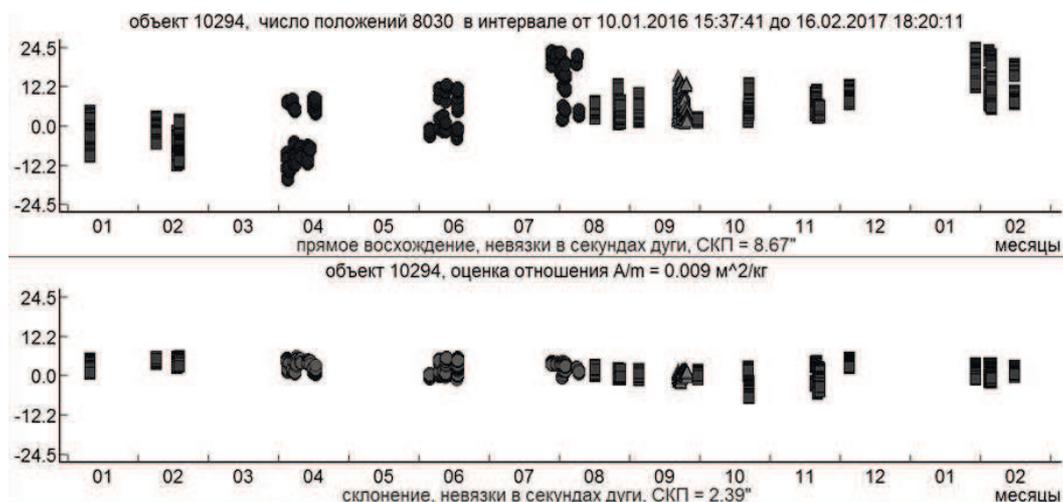


Рис. 4: Остаточные отклонения измеренных координат SIRIO-1 с 10 января 2016 г. по 16 февраля 2017 г.

В табл. 1 приводятся результаты вычисления элементов орбиты и их погрешности по наблюдениям в обсерватории Санглох за пять ночей в апреле 2018 г. Оскулирующие кеплеровы элементы орбит объектов вычислены на основе измерений в системе истинного экватора на дату прохождения восходящего узла орбиты, ближайшую к моменту первого наблюдения. Для вычислений использована численно-аналитическая теория движения искусственных спутников Земли, разработанная в ГАИШ МГУ [4, 5]. В строке L записана географическая долгота объекта на эпоху элементов орбиты. В последней строке дана оценка средней интегральной звездной величины объекта за указанный период измерений.

3. Странности поступательно-вращательного движения SIRIO-1

Одной из задач тестовых наблюдений SIRIO-1 было обнаружение возможных столкновений с некаталогизированными малоразмерными фрагментами космического мусора. Действительно, между 7 и 11 марта 2018 г. было зафиксировано небольшое скачкообразное изменение орбиты, которое трудно объяснить ошибками наблюдений. Для анализа этого изменения был использован метод, применяемый в ЦУП Роскосмоса, предложенный М.Л. Лидовым еще в 1958 г. [6]. Из наблюдений получены 6 наборов элементов орбиты. Для каждого из наборов выполнялся прогноз времени прохождения экватора на следующие эпохи наблюдений

Таблица 1: Элементы орбиты SIRIO-1 по наблюдениям в апреле 2018 г. в обсерватории Санглох.

Объект	SIRIO-1
Эпоха: дата, время (UT)	11.04.2018 03:36:47.484
a (км)	42164.841 ± 0.0025
e	0.0006703 ± 0.00000016
i ($^\circ$)	13.23017 ± 0.000008
Ω ($^\circ$)	328.84977 ± 0.000079
ω ($^\circ$)	52.26671 ± 0.000041
M ($^\circ$)	307.79868 ± 0.000041
n (об/сутки)	1.0026787 ± 0.0000001
A/m ($\text{м}^2/\text{кг}$)	0.0134 ± 0.00139
L ($^\circ$)	75.34322
Блеск (зв. вел.)	16.0

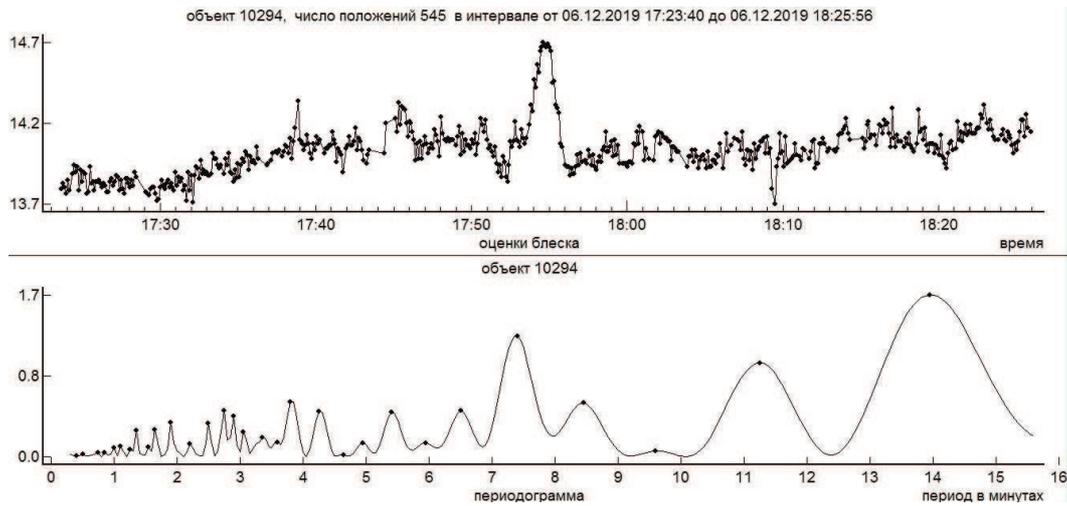


Рис. 5: Изменение блеска SIRIO-1 по данным наблюдений 6 декабря 2019 г.

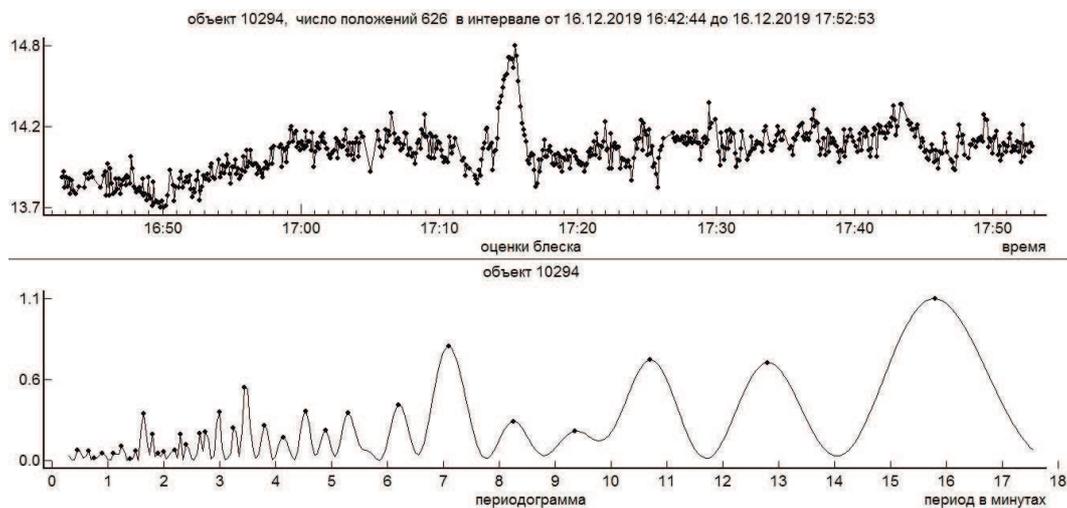


Рис. 6: Изменение блеска SIRIO-1 по данным наблюдений 12 декабря 2019 г.

и вычислялись моменты прохождения экватора. Разности полученных моментов в секундах времени даны в таблице. Данные анализа приводятся в табл. 2. Разности в 6.068 с и 9.573 с во много раз превышают возможные ошибки наблюдений и ошибки прогноза. С апреля 2018 г. орбита SIRIO-1 вновь стала устойчивой и хорошо прогнозируемой, как и до марта 2018 г.

В дополнение к изменениям орбитальных параметров при наблюдениях осенью 2018 г. было замечено и изменение особенностей характера блеска. На рис. 5–7 приводятся кривые блеска SIRIO-1 вблизи верхней кульминации, полученные 6 и 12 декабря 2019 г. и 21 сентября 2020 г. на Терскольской обсерватории в фильтре R. Характерные падения блеска на одном и том же участке орбиты присутствуют в наблюдениях

Таблица 2: Разности времени прохождения экватора в секундах времени с прогнозом, вычисленным по наблюдениям в предыдущем сеансе.

	20.10.2017	19.02.2018	11.04.2018	23.06.2018	07.08.2018	08.10.2018
01.08.2017	1.106 с	—	—	—	—	—
20.10.2017	—	4.317 с	—	—	—	—
19.02.2018	—	—	6.068 с	9.573 с	—	—
11.04.2018	—	—	—	1.058 с	0.534 с	2.143 с
23.06.2018	—	—	—	—	-0.480 с	1.578 с
07.08.2018	—	—	—	—	—	1.678 с

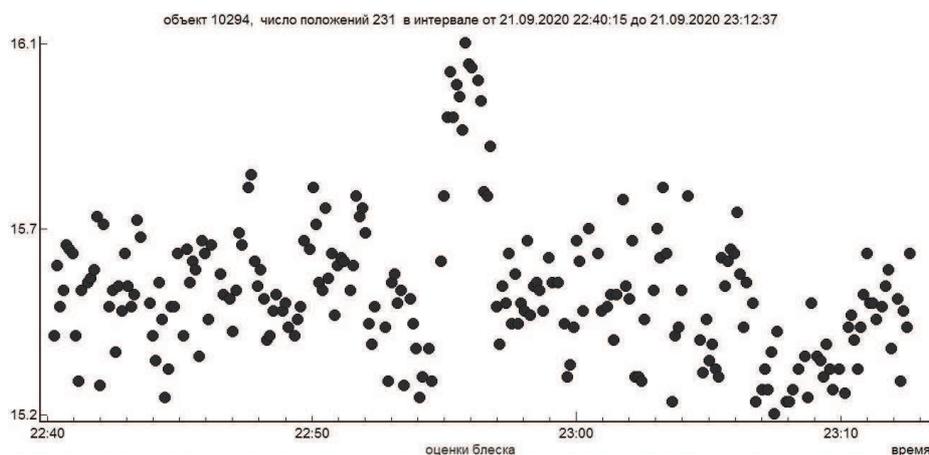


Рис. 7: Изменение блеска SIRIO-1 по данным наблюдений 21 сентября 2020 г.

за другие ночи, а также в наблюдениях в октябре 2018 г. Можно предположить, что такие выразительные изменения блеска на одном и том же участке траектории являются результатом активной стабилизации вращения объекта или являются подтверждением предположения В.В. Белецкого о стабилизации параметров вращения космических объектов вследствие влияния различных естественных сил [7].

4. Заключение

По многолетним результатам наблюдений SIRIO-1 были обнаружены резкие изменения в его поступательно-вращательном движении, не свойственные другим объектам космического мусора. Произошло небольшое скачкообразное изменение орбиты между 7 и 11 марта 2018 г. Возможно, имело место столкновение с малоразмерным не каталогизированным фрагментом космического мусора. В октябре 2018 г. обнаружено характерное падение блеска вблизи верхней кульминации траектории. В декабре 2019 г. и сентябре 2020 г. такие же характерные изменения были обнаружены на том же участке орбиты и в наблюдениях за другие ночи. Период изменения блеска близок к звездным суткам на трехлетнем интервале времени. Можно предположить, что такие выразительные изменения блеска на одном и том же участке траектории являются результатом активной стабилизации вращения объекта или это является подтверждением предположения В.В. Белецкого о стабилизации параметров вращения космических объектов вследствие влияния различных естественных сил, опубликованного еще в 1965 г.

Список литературы

1. N. S. Bakhtigaraev, *INASAN Science Reports*, **4**, 287, 2019.
2. N. S. Bakhtigaraev, P. A. Levkina, L. V. Rykhlova, A. V. Sergeev, V. K. Taradiy, N. V. Karpov, and V. V. Chazov, *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, **32**, 237, 2016.
3. N. S. Bakhtigaraev, G. I. Kokhirova, U. K. Khamroev, and A. S. Mullo-Abdolov, *Reports of the Academy of Sciences of the Republic of Tajikistan*, **60**, 42, 2017.
4. V. V. Chazov, *Trudy SAI MSU*, **68**, 5, 2000.
5. V. V. Chazov, G. I. Kokhirova, N. S. Bakhtigaraev, U. K. Khamroev, and A. S. Mullo-Abdolov, *Reports of the Academy of Sciences of the Republic of Tajikistan*, **61**, 848, 2018.
6. M. L. Lidov, *Iskusstvennyye sputniki Zemli*, **1**, 9, 1958.
7. V. V. Beletsky, *The motion of an artificial satellite relative to the center of mass* (1965).

Наблюдения KIC 7739728 — кандидата в звезды типа FK Com — с космической миссией TESS

Саванов И.С.¹, Дмитриенко Е.С.²

¹*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

²*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия*

Ранее по данным наблюдений с космическим телескопом “Kepler” нами было показано, что по своим параметрам KIC 7739728 близка к звездам типа FK Com и может рассматриваться, как потенциальный кандидат для включения в число объектов этого типа. В настоящей работе мы провели анализ всех имеющихся для KIC 7739728 данных в архиве миссии TESS (14 и 26 сектора наблюдений). Показано, что кривая блеска этой звезды ярко проявляет свойства регулярной вращательной модуляции и что в период времени между 14 и 26 секторами произошло явление переключения положений долгот активных областей на поверхности звезды (флип-флоп). Рассматриваются аргументы в пользу возможной принадлежности KIC 7739728 к объектам типа FK Com.

Ключевые слова: звезды, вращение, активность, пятна

TESS observations of KIC 7739728 — a new FK Com type star candidate

Savanov I.S.¹, Dmitrienko E.S.²

¹*Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia*

²*Moscow State University, Shternberg astronomical institute, Moscow, Russia*

Using the observations with the Kepler space telescope we found that parameters of KIC 7739728 are close to that ones of the FK Com type stars and that the object can be considered as a potential candidate for inclusion in the number of objects of this type. In this paper we analysed all available data for KIC 7739728 in the TESS mission archive (14 and 26 sectors). It is shown that the light curve of this star clearly exhibits the properties of regular rotational modulation and that in the time interval between 14 and 26 sectors the phenomenon of switching the positions of the longitudes of the active regions on the surface of the star (flip-flop) occurred. The arguments in favour of the possible relation of KIC 7739728 to objects of the FK Com type are considered.

Keywords: star, rotation, activity, spots

DOI: 10.51194/INASAN.2021.6.2.002

1. Введение

Звезда FK Comae Berenices (HD 117555, далее FK Com) является прототипом одиночных быстро вращающихся хромосферно-активных звезд спектральных классов G-K (см. подробнее в [1]). Само существование звезд типа FK Com является исключением из общего правила медленного осевого вращения гигантов, предсказываемого теорией звездной эволюции. Природа объектов с такими свойствами остается невыясненной, при этом гипотезы их образования предполагают проявления действий процессов, связанных со слиянием компонентов в тесной двойной системе, с резким гипотетическим выносом углового момента из недр звезды, с передачей момента вращения из околосреднего окружения и пр. Кроме FK Com, в группу звезд этого типа входят ET Dra (BD +70 959) и HD 199178. Несмотря на значительный интерес к уточнению эволюционного статуса звезд типа FK Com (см., например, [1, 2]) и установлению их возможной связи с переменными типа W UMa, за последние десятилетия не было достоверных открытий звезд этого типа. Ранее (см. обзор наших работ в [1, 3]) мы сделали попытку выявления кандидатов звезд типа FK Com по изучению их фотометрической переменности. В наших исследованиях был выполнен поиск возможных кандидатов в звезды типа FK Com среди объектов из базы данных высокоточных фотометрических наблюдений с космическим телескопом “Kepler”. С этой целью по имеющимся литературным данным для более, чем 10000 объектов, для интервала Q3 были выбраны звезды, параметры которых соответствуют звездам FK Com и HD 199178 (по температурному диапазону, ускорению силы тяжести и периоду вращения). Были выполнены оценки амплитуды переменности их блеска (значительная по величине амплитуда должна свидетельствовать о заметной запытенности их поверхности). Наконец, нами были определены периоды вращения и сделаны оценки параметра дифференциального вращения этих объектов. Были найдены положения доминирующей активной области (долготы) на поверхности звезд, а также их перемещения по поверхности с течением времени, проанализировано наличие эффекта переключения положений долгот активных областей по долготе (эффект флип-флоп). Показано, что характер такой пространственной эволюции активных областей совпадает с установленным ранее для FK Com и HD199178.

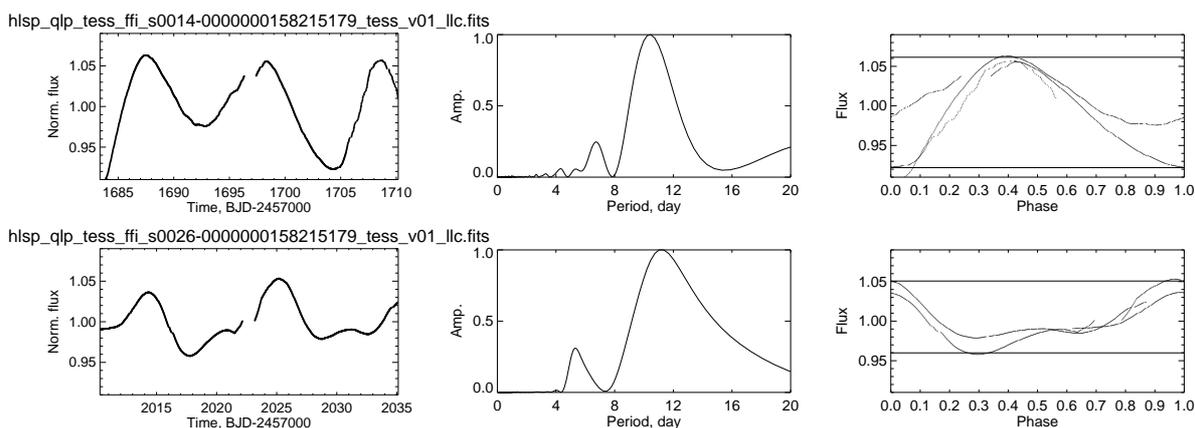


Рис. 1: Слева — кривая блеска для KIC 7739728, в центре — спектр мощности переменности блеска, справа — фазовая диаграмма переменности блеска (горизонтальные линии характеризуют величину амплитуды переменности блеска). Данные приведены для наблюдений в 14 и 26 секторах (верхний и нижний ряды, соответственно).

2. KIC 7739728

Другую возможность поиска кандидатов в объекты типа FK Com открыло исследование [4], авторы которого проанализировали кривые блеска из архива космического телескопа “Kepler” и спектры ярких рентгеновских источников в поле зрения “Kepler” (обзор KSwAGS). Согласно [4] 18 объектов являются активными гигантами или субгигантами и могут принадлежать к звездам типа FK Com. Один из выделенных в [4] объектов — KIC 7739728 (KSw19), классифицированный, как G6-7 III звезда, был ранее детально изучен нами в [1]. Авторы [4] для рассматриваемых ими звезд выполнили спектральные наблюдения и установили, что характеристики KIC 7739728 оказались подобны наблюдаемым у FK Com — сильная эмиссия в линиях Ca II H и K, линия H α со сложной эмиссионной структурой. Звезда обладает быстрым вращением — оценки величины параметра $v \sin i$ составляют 103–107 км/с.

В [1] мы отметили, что согласно [5] на кривой блеска KIC 7739728 было установлено наличие 149 вспышек с энергиями $L_{\text{fl}}/L_{\text{Kp}}$ до $9.66 \cdot 10^{-5}$. По результатам [4] период вращения KIC 7739728 составляет $= 10.74$ суток. Эта оценка находится в согласии с результатом обзора [6], в котором для этой звезды приводится величина $= 10.775 \pm 0.004$ суток. Исследование [7] привело к обнаружению двух пиков на спектре мощности, соответствующим периодам 10.778 и 10.968 суток, что может свидетельствовать о наличии дифференциального вращения звезды. В нашем анализе [1] мы рассмотрели все имеющиеся для KIC 7739728 данные в архиве космического телескопа “Kepler” (18 интервалов наблюдений). При дальнейшем анализе нами было отобрано в совокупности 63958 единичных измерений за период наблюдений около 4 лет.

В [1] было показано, что параметры KIC 7739728 соответствуют звездам типа FK Com и звезда может рассматриваться, как потенциальный кандидат для включения в число объектов этого типа. Кривая блеска этой звезды ярко проявляет свойства регулярной вращательной модуляции, наблюдается эффект переключения положений активных долгот, циклическое изменение положения пятен на поверхности звезды.

В настоящей работе мы провели анализ всех имеющихся для KIC 7739728 данных в архиве миссии TESS (2 сектора наблюдений). Их обработка была аналогична примененной в наших предыдущих работах (см. в [1]). Мы независимо проанализировали данные каждого из 2 секторов. Для иллюстрации на рис. 1 представлены кривые блеска KIC 7739728, соответствующие им спектры мощности и фазовые диаграммы для наблюдений в двух секторах. Как и при анализе фотометрических наблюдений с телескопом “Kepler”, хорошо выявляется периодическая модуляция блеска, обладающая заметной переменностью амплитуды. На построенных нами по набору данных для каждого сета спектрах мощности имеются пики, соответствующие величине периода вращения звезды на широте, на которой в данный интервал наблюдений находилась доминирующая группа пятен. Было найдено, что величины составляют 10.5 суток и 11.0 суток для секторов 14 и 26, соответственно, и находятся в согласии с нашей оценкой из [1]. Амплитуда переменности блеска лежит в пределах 10–12 % от уровня среднего блеска звезды. Данные на рис. 1 хорошо иллюстрируют высокий уровень активности звезды, сопоставимый с наблюдаемым в отдельные временные интервалы с телескопом “Kepler”. В интервалах наблюдений, доступных с миссией TESS, активность звезды уменьшалась. При рассмотрении фазовых диаграмм переменности блеска (правая часть рис. 1) заметно еще одно любопытное обстоятельство. При периодограммном анализе в качестве начальной эпохи нами было выбрано начало наблюдений звезды в секторе 14. Согласно данным рис. 1 изменения блеска в 14 и 26 секторах находятся в противофазе, т. е. в период времени между 14 и 26 секторами произошло явление переключения

положений долгот активных областей на поверхности звезды (флип-флоп). Момент, когда это явление состоялось, нам не известен из-за отсутствия наблюдений звезды в секторах с 15 по 25. Можно лишь оценить, что флип-флоп был в интервале времени с BJD 2458710 по BJD 2459010. Запятненность (S) поверхности звезды была установлена с помощью методики, широко используемой в наших предыдущих исследованиях [1]. Параметр S определяется, как отношение площади всех пятен на поверхности звезды к площади всей ее видимой поверхности. Наша оценка показала, что S меняется в пределах 6–7% от площади всей видимой поверхности звезды (точность определения менее 0.1 %). Найденная величина S находится в согласии с нашим определением S в [1], составляющим порядка 7 %.

3. Заключение

Наш анализ [1] и имеющиеся в литературе данные [4] делают KIC 7739728 привлекательным объектом для дальнейшего исследования с целью установления принадлежности к группе звезд типа FK Com. Новые наблюдения с космической миссией TESS подтвердили высокую фотометрическую переменность блеска звезды, вызванную наличием пятен на ее поверхности. Как и для других кандидатов, в случае KIC 7739728 требуются дополнительные спектральные наблюдения с целью анализа постоянства лучевой скорости звезды. В [1] мы отметили, что актуальным является спектроскопическое уточнение величины параметра ускорения силы тяжести (спектральная классификация G6-7 III не соответствует данным каталога MAST $\log g = 4.09$). Также следует иметь в виду, что высокая вспышечная активность более характерна для звезд карликов и субгигантов [5]. Однако в недавно появившемся исследовании [8] по спектральным наблюдениям умеренного разрешения 857 объектов обзора Best & Brightest Survey были установлены параметры их атмосфер, металличность и содержания углерода и элементов s-процесса. Для рассматриваемой нами звезды в [8] были получены оценки эффективной температуры и логарифма ускорения силы тяжести — 5321 К и 3.79, соответственно (в архиве данных телескопа “Kepler” приводятся величины 4817 К и 4.09). Несомненно, данные [8] более соответствуют спектральной классификации звезды, как субгиганта. Используя данные Gaia о параллаксе KIC 7732964 ($\pi = 1.3365$ mas), можно найти абсолютную звездную величину объекта ($M_V = 3.32$), которая также свидетельствует, что изучаемая звезда скорее является субгигантом, чем карликом, и тем самым увеличивает шансы на ее принадлежность к объектам типа FK Com.

Работа поддержана грантом РФФИ 21-52-53022.

Список литературы

1. I. S. Savanov, *Astrophysical Bulletin*, **74**, 288, 2019.
2. V. B. Puzin, I. S. Savanov, I. I. Romanyuk, E. A. Semenko, and E. S. Dmitrienko, *Astrophysical Bulletin*, **69**, 321, 2014.
3. V. B. Puzin, I. S. Savanov, and E. S. Dmitrienko, *Astronomy Reports*, **58**, 471, 2014.
4. S. B. Howell, E. Mason, P. Boyd, K. L. Smith, and D. M. Gelino, *Astrophys. J.*, **831**, 27, 2016.
5. J. R. A. Davenport, *Astrophys. J.*, **829**, 23, 2016.
6. A. McQuillan, T. Mazeh, and S. Aigrain, *Astrophys. J. Supp.*, **211**, 24, 2014.
7. T. Reinhold and L. Gizon, *Astron. and Astrophys.*, **583**, A65, 2015.
8. V. M. Placco, R. M. Santucci, T. C. Beers, J. Chanamé, et al., *Astrophys. J.*, **870**, 122, 2019.

Элементарные аналитические модели атмосферы

Исакова П.Б., Павлюченков Я.Н.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Для понимания физики и общих свойств экзопланет важно изучать свойства их атмосфер. В статье последовательно рассматриваются гидростатические и стационарные решения уравнений газодинамики для исследования структуры течения атмосфер экзопланет в изотермическом и адиабатическом приближениях. Данные решения, несмотря на их абстрактный характер, важны для понимания физики процесса истечения и играют роль опорных точек при разработке более реалистичных моделей.

Ключевые слова: экзопланеты, планетный ветер, атмосферные потери

Elementary analytical models of atmosphere

Isakova P.B., Pavlyuchenkov Ya.N.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

To understand the physics and general properties of exoplanets it is important to study the properties of their atmospheres. In this paper, we sequentially discuss the hydrostatical and hydrodynamical stationary solutions for an exoplanet atmosphere in isothermal and adiabatic approximations. These solutions, despite their abstract nature, are important for understanding the physics of the outflow process and play the role of reference points in the development of more realistic models.

Keywords: exoplanets, planetary wind, atmospheric loss

DOI: 10.51194/INASAN.2021.6.2.003

1. Введение

Атмосферы экзопланет очень разнообразны. Именно они являются ключом к пониманию физики, эволюции и общих свойств экзопланет. Анализ наблюдательных данных показывает, что многие экзопланеты должны терять свои атмосферы. Газодинамическое истечение атмосферы (или планетный ветер), было теоретически изучено в работах [1, 2, 3, 4] для планет Солнечной системы на ранних стадиях их эволюции. Только в последние десятилетия появились возможности наблюдений газодинамического истечения для нескольких близких экзопланет [5, 6, 7, 8]. Теоретическое изучение атмосфер планет стремительно развивается, см. например, [9, 10, 11, 12]. Вместе с тем, начинающему исследователю непросто разобраться в основах теории атмосфер. Задача об истечении сферически-симметричной атмосферы во многом похожа на задачу о звездном ветре, аналитическое решение которой было получено еще в 60-ые годы прошлого века в работах Паркера [13, 14]. Однако, планетные атмосферы обладают своей спецификой, связанной с процессами ее нагрева и охлаждения — так, нагрев верхней атмосферы излучением звезды является ключевым фактором, определяющим ее строение и динамику. Несмотря на то, что динамика атмосферы с внешним нагревом существенно отличается, например, от модели изотермической атмосферы, простейшие модели являются полезным инструментом для анализа проблемы истечения атмосфер.

Целью данной работы является методический анализ задачи о газодинамическом истечении атмосферы экзопланеты. В статье последовательно рассматриваются гидростатические и стационарные решения истечения атмосферы экзопланеты в изотермическом и адиабатическом приближениях. Эти решения являются адаптацией паркерской модели звездного ветра для описания планетного ветра. Статья будет полезна исследователям для тестирования газодинамических методов, предназначенных для моделирования планетного ветра.

2. Система уравнений

Для анализа динамики атмосферы экзопланеты используем систему уравнений газодинамики:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\frac{\nabla P}{\rho} - \frac{GM \vec{r}}{r^3}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \varepsilon = -\frac{P}{\rho} \nabla \cdot \vec{v} + \Gamma, \quad (3)$$

где ρ — плотность, \vec{v} — скорость, P — давление, G — гравитационная постоянная, M — масса планеты, ε — удельная тепловая энергия (на ед. массы), Γ — функция нагрева-охлаждения, рассчитываемая на ед. массы

вещества. При записи данной системы было сделано предположение о том, что масса атмосферы мала по сравнению с массой планеты, т. е. не учитывается самогравитация атмосферы. Плотность, температура и давление связаны между собой уравнением состояния идеального газа:

$$P = nkT, \quad (4)$$

где $n = \rho/m$ — концентрация молекул, m — масса молекулы, k — постоянная Больцмана, T — температура, а связь тепловой энергии и температуры задается соотношением:

$$\varepsilon = \frac{i}{2} \frac{kT}{m} = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{kT}{m}, \quad (5)$$

где i — число степеней свободы молекулы, γ — показатель адиабаты газа. В дальнейшем мы будем предполагать сферическую симметрию атмосферы, что делает возможным ее аналитическое рассмотрение.

2.1. Изотермическое приближение

Рассмотрим изотермическое приближение, когда температура атмосферы предполагается постоянной во времени и пространстве. В таком приближении отпадает необходимость рассматривать уравнение для тепловой энергии (3), поскольку для замыкания системы (1)–(2) достаточно уравнения (4). Отметим однако, что для изотермического состояния формально можно подобрать некоторую функцию нагрева-охлаждения Γ , удерживающую тепловую энергию постоянной, т. е. атмосфера обменивается энергией с окружением, но детали такого взаимодействия не рассматриваются.

2.2. Изотермическое гидростатическое равновесие

Простейшим решением описанной выше системы является гидростатическое равновесие, при котором производные всех величин по времени и скорость равны нулю. В этом случае уравнение непрерывности (1) вырождается, а уравнение движения (2) при условии сферической симметрии принимает вид:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = -\frac{GM}{r^2}. \quad (6)$$

Для дальнейшего анализа удобно ввести безразмерные единицы. Этот подход позволяет выделить минимальные комбинации параметров, определяющих решение и широко используется при анализе. Введем безразмерное расстояние:

$$x = \frac{r}{a}, \quad (7)$$

отношение гравитационной энергии на внутренней границе к тепловой энергии (без учета фактора $i/2$):

$$\lambda = \frac{GMm}{a} / kT_0 \quad (8)$$

и безразмерную плотность:

$$\eta = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad (9)$$

где r — расстояние от центра планеты, a — внутренняя граница атмосферы, на которой задаются граничные условия, T_0 — температура атмосферы, ρ_0 — плотность на внутренней границе. Внутренняя граница атмосферы в общем случае не совпадает с поверхностью планеты. Она, как правило, выбирается из физических соображений. Отметим также, что у ряда планет (например, у газовых гигантов) может отсутствовать твердая поверхность. Тогда после подстановки (4) в (6) уравнение гидростатического равновесия примет вид:

$$\frac{d\eta}{dx} = -\frac{\lambda\eta}{x^2}. \quad (10)$$

Решением данного уравнения является выражение:

$$\eta = \exp \left[-\lambda \left(1 - \frac{1}{x} \right) \right], \quad (11)$$

удовлетворяющее граничному условию $\eta = 1$ при $x = 1$. Распределения безразмерной плотности для ряда значений λ показаны на рис. 1.

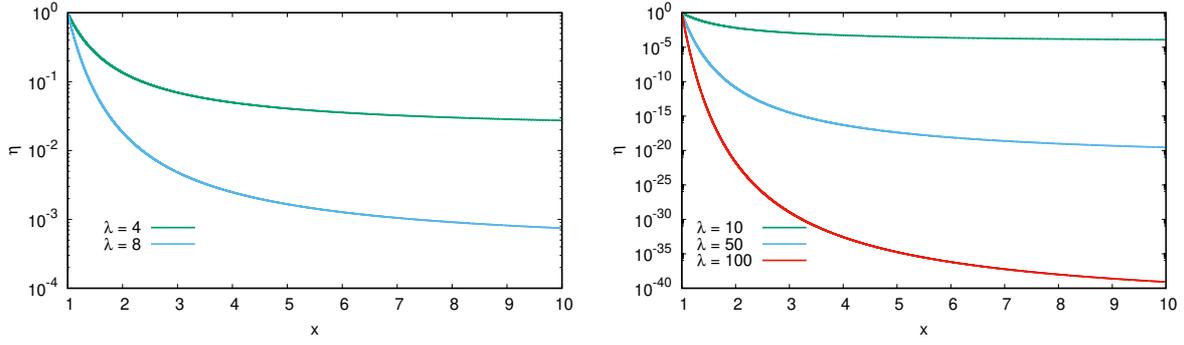


Рис. 1: Гидростатические распределения безразмерной плотности для параметров $\lambda = 4, 8$ (слева) и $\lambda = 10, 50, 100$ (справа). Здесь и далее значения по оси x начинаются с $x = 1$, что соответствует левой границе атмосферы.

Ключевой особенностью гидростатического решения является выход плотности на константу $\eta_\infty = e^{-\lambda}$ на больших расстояниях. Полезно ввести шкалу высоты изотермической атмосферы, определяя ее как расстояние, на котором плотность падает в e раз. Приравняв выражение под экспонентой в формуле (11) к минус единице можно получить выражение для безразмерной шкалы высоты:

$$x_H - 1 = \frac{1}{\lambda - 1}.$$

Отметим, что при значениях $\lambda \gg 1$ соответствующая размерная шкала высоты преобразуется в классическое выражение для высоты однородной изотермической атмосферы:

$$H \equiv (x_H - 1)a = \frac{kT_0}{mg}.$$

Формально, решение (11) является физически несогласованным, так как оно соответствует бесконечной массе атмосферы, тогда как при записи исходной системы уравнений предполагалось, что масса оболочки пренебрежимо мала по сравнению с массой планеты. Следует заметить, однако, что для больших значений λ константа η_∞ является малой величиной. Польза гидростатического решения состоит в том, что оно (как будет продемонстрировано далее) хорошо описывает структуру атмосферы при малых значениях x .

Изотермическое стационарное истечение

Более общим случаем по сравнению с гидростатическим равновесием является приближение стационарности атмосферы, при котором производные по скорости равны нулю, но сама скорость отлична от нуля. Стационарное уравнение движения (2) в приближении изотермичности атмосферы приобретает вид:

$$v \frac{dv}{dr} = -\frac{c_s^2}{\rho} \frac{d\rho}{dr} - \frac{GM}{r^2}, \quad (12)$$

где $c_s = (kT_0/m)^{1/2}$ — изотермическая скорость звука. Уравнение непрерывности (1) имеет решение:

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v, \quad (13)$$

где \dot{M} — темп истечения. Подстановка этого выражения в (12) приводит к уравнению:

$$\frac{dv}{dr} \left[v - \frac{c_s^2}{v} \right] = \frac{2c_s^2}{r} - \frac{GM}{r^2}. \quad (14)$$

Перепишем его в безразмерных переменных, используя выражения (7), (8) и введя новую переменную y в виде отношения кинетической энергии молекулы газа к ее тепловой энергии (без учета фактора $i/2$):

$$y = \frac{mv^2}{2} / kT_0. \quad (15)$$

Отметим также, что переменная y равна половине отношения квадратов скорости газа и скорости звука. В результате получим следующее уравнение:

$$\frac{dy}{dx} \left[1 - \frac{1}{2y} \right] = \frac{2}{x} - \frac{\lambda}{x^2}. \quad (16)$$

Уравнение непрерывности приобретает вид:

$$\eta x^2 y^{1/2} = y_0^{1/2}, \quad (17)$$

где y_0 — значение y на левой границе. Отметим, что уравнение (17) удовлетворяет граничному условию $\eta(1) = 1$. Проанализируем уравнение (16). При $\lambda > 2$ в интересующей нас области $x > 1$ правая часть уравнения обращается в ноль в точке $x_c = \lambda/2$. В этой точке должна быть равна нулю либо $\frac{dy}{dx}$, либо выражение в скобках в левой части уравнения. В первом случае функция $y(x)$ достигает экстремума, а второй случай соответствует так называемому «критическому» решению, проходящему через точку $y_c = 1/2$. Легко видеть, что в данной точке скорость потока равна скорости звука, поэтому эту точку называют также звуковой.

Рассмотрим поведение критического решения вблизи точки (x_c, y_c) . Разложение слагаемых и сомножителей в уравнении (16) в ряд Тейлора в окрестности точки x_c имеет вид:

$$\begin{aligned} 1 - \frac{1}{2y} &\approx 1 - \left[\frac{1}{2y_c} + \left(-\frac{1}{2y_c^2} \frac{dy}{dx} \right) \Delta x \right] = 2 \frac{dy}{dx} \Delta x, \\ \frac{2}{x} &\approx \frac{2}{x_c} + \left(-\frac{2}{x_c^2} \Delta x \right) = \frac{4}{\lambda} - \frac{8}{\lambda^2} \Delta x, \\ \frac{\lambda}{x^2} &\approx \frac{\lambda}{x_c^2} + \left(-\frac{2\lambda}{x_c^3} \Delta x \right) = \frac{4}{\lambda} - \frac{16}{\lambda^2} \Delta x. \end{aligned}$$

Итоговое выражение имеет вид:

$$\left| \frac{dy}{dx} \right| = \frac{2}{\lambda}, \quad (18)$$

Таким образом вблизи критической точки решений может быть два и они имеют вид:

$$y(x_c \pm \Delta x) = y_c \pm \frac{2}{\lambda} \Delta x. \quad (19)$$

В дальнейшем, решение со знаком «+» будем называть восходящим критическим, а нисходящим критическим будем называть решение со знаком «-».

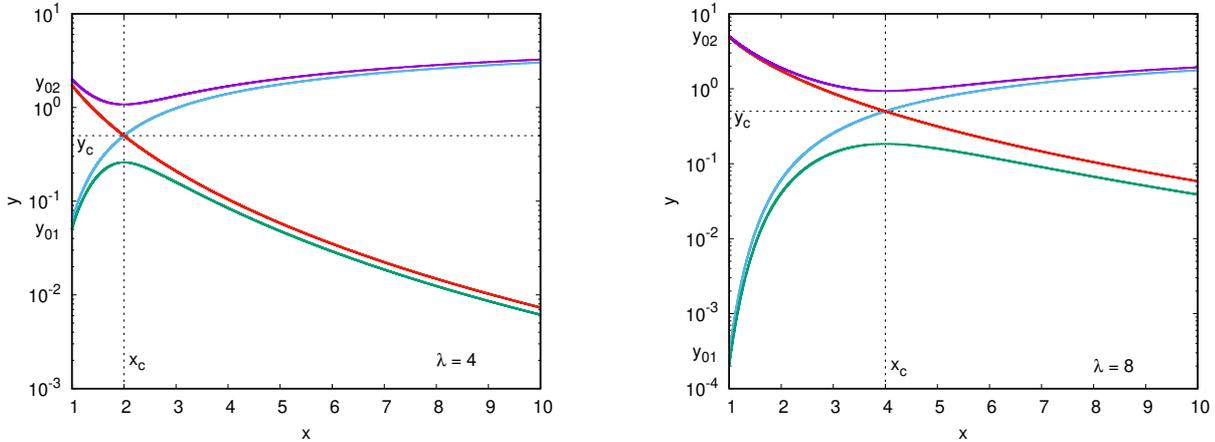


Рис. 2: Стационарные решения для истечения изотермической атмосферы планеты. Голубым цветом показана кривая, соответствующая восходящему критическому решению, красным — нисходящему критическому решению. Решения построены для $\lambda = 4$ (левая панель) и $\lambda = 8$ (правая панель).

Уравнение (16) можно проинтегрировать (см. далее), однако нельзя получить явное выражение $y(x)$. Решение этого уравнения можно получить стандартными численными методами, например, методом Рунге–Кутты четвертого порядка. При этом, однако, необходимо учитывать особенности уравнения, связанные с наличием критической точки, а также учитывать, что не при всех граничных условиях решение существует. На рис. 2 приведен ряд решений для случаев $\lambda = 4$ и $\lambda = 8$. Восходящие и нисходящие критические кривые (показанные голубым и красным соответственно) находятся в результате интегрирования уравнения (16) из критической точки (x_c, y_c) , при этом начальный шаг задается из соотношения (19). Эти кривые пересекают ось y в точках y_{01} и y_{02} . При граничных значениях $y_{01} < y < y_{02}$ решений, простирающихся до бесконечности, нет. Тогда как решений, начинающихся ниже y_{01} и выше y_{02} , существует бесконечное число, они определяются граничными значениями y_0 . При $y_0 < y_{01}$ полученные решения лежат ниже восходящей

Таблица 1: Параметры атмосферы теплого нептона GJ 436b.

Параметр	Обозначение	Значение
Масса планеты	M	$0.07 M_J$
Радиус планеты	a	$0.35 R_J$
Начальная температура	T_0	750 К
Давление на внутренней границе	P_0	3×10^4 дин/см ²

и нисходящей критических кривых и имеют максимум в точке x_c . Подобные кривые показаны на рис. 2 зеленым цветом, в дальнейшем мы будем называть их докритическими. Сверхкритические решения с $y_0 > y_{02}$ (показаны фиолетовым) проходят выше восходящей и нисходящей критических кривых и достигают минимума в точке x_c .

Отметим, что построенные решения справедливы как для положительной, так и отрицательной скоростей, т. е. их можно использовать для описания и истечения, и аккреции. Для описания истечения нам интересны случаи с относительно малыми значениями y_0 , соответствующими ситуации, когда атмосфера в нижних слоях близка к равновесию. Эти решения показаны на рис. 2 голубым и зеленым цветами. Восходящее критическое решение в приложении к атмосферам звезд известно как «звездный ветер», в то время как докритические решения объединяют названием «звездный бриз». Эти решения обладают разными асимптотиками на бесконечности.

Уравнение (16) можно проинтегрировать аналитически и получить следующее выражение:

$$y - \frac{1}{2} \ln y - 2 \ln x - \frac{\lambda}{x} = I_0 = const. \quad (20)$$

Это неявное относительно y уравнение является аналогом уравнения Бернулли и отражает преобразование энергии в потоке. Решая его относительно y с помощью стандартных методов решения нелинейных уравнений можно получить те же решения, что и методом дифференцирования исходного уравнения (16). Для критического решения константу I_0 можно вычислить непосредственно: $I_0 = y_c - \frac{1}{2} \ln y_c - 2 \ln x_c - \frac{\lambda}{x_c}$. Восходящему

критическому решению при больших x соответствует асимптотика $y(x) \approx 2 \ln x + \frac{\lambda}{x} + I_0$, при которой скорость потока слабо растет с расстоянием. В этом случае безразмерная плотность $\eta(x) \propto x^{-2} (\ln x)^{-1/2}$ быстро падает с расстоянием. Докритическому решению соответствует асимптотика: $y(x) \approx x^{-4} \exp(-2(I_0 + \lambda/x))$, при которой скорость газа быстро падает с расстоянием. Соответствующее распределение безразмерной плотности имеет вид: $\eta(x) \approx y_0^{1/2} \exp(I_0 + \lambda/x)$. Видно, что при больших x плотность стремится к постоянному значению. Таким образом, докритическое распределение плотности ведет себя на больших расстояниях аналогично гидростатическому распределению, т. е. приводит к бесконечной массе атмосферы. Докритическое решение является неустойчивым [13], т. е. процесс установления истечения должен приводить к формированию потока, проходящего через звуковую точку. Поэтому докритические решения мы в дальнейшем рассматривать не будем.

Используем рассмотренные решения для описания конкретных экзопланетных атмосфер. В качестве объекта исследования рассмотрим теплый нептун GJ 436b, активно изучаемый несколькими группами исследователей. Параметры атмосферы представлены в табл. 1. Масса и радиус планеты, приведенные в таблице, взяты с сайта <http://www.exoplanet.eu>, начальная температура и давление на внутренней границе (для расчета темпа массопотери) взяты из работы [10]. Если предполагать, что атмосфера планеты изотермична с температурой $T_0 = 750$ К, то это соответствует параметру $\lambda \approx 100$. В то же время верхние слои истекающей атмосферы нагреваются звездным излучением до температур, которые на порядок выше, что приводит к параметру $\lambda = 10$.

На рис. 3 показаны распределения $y(x)$ и $\eta(x)$ для стационарного истечения для параметров $\lambda = 10$ и $\lambda = 100$. На том же рисунке приведены также гидростатические распределения плотности. Видно, что гидростатические и стационарные распределения плотности практически совпадают при $x < x_c/2$. Таким образом, гидростатическое решение является хорошим приближением для моделирования внутренних слоев атмосферы, как и следовало ожидать. Оба стационарных распределения $y(x)$ достигают значения $y \approx 1$ на $x = 2x_c$, однако граничные значения существенно отличаются: $y_0 \approx 10^{-5}$ при $\lambda = 10$ и $y_0 \approx 10^{-79}$ при $\lambda = 100$ (не показано на графике). Разница между распределениями плотности в критических точках составляет ≈ 39 порядков величины. По найденным решениям можно вычислить темп массопотери, используя формулу (13). Для $\lambda = 10$ он составляет $\dot{M} = 4.03 \times 10^{16}$ г/с = 9.6×10^{-6} М/год, а для $\lambda = 100$ темп истечения равен $\dot{M} = 3.3 \times 10^{-21}$ г/с = 7.8×10^{-43} М/год. Огромная разница между этими значениями свидетельствует о необходимости детального расчета тепловой структуры атмосферы.

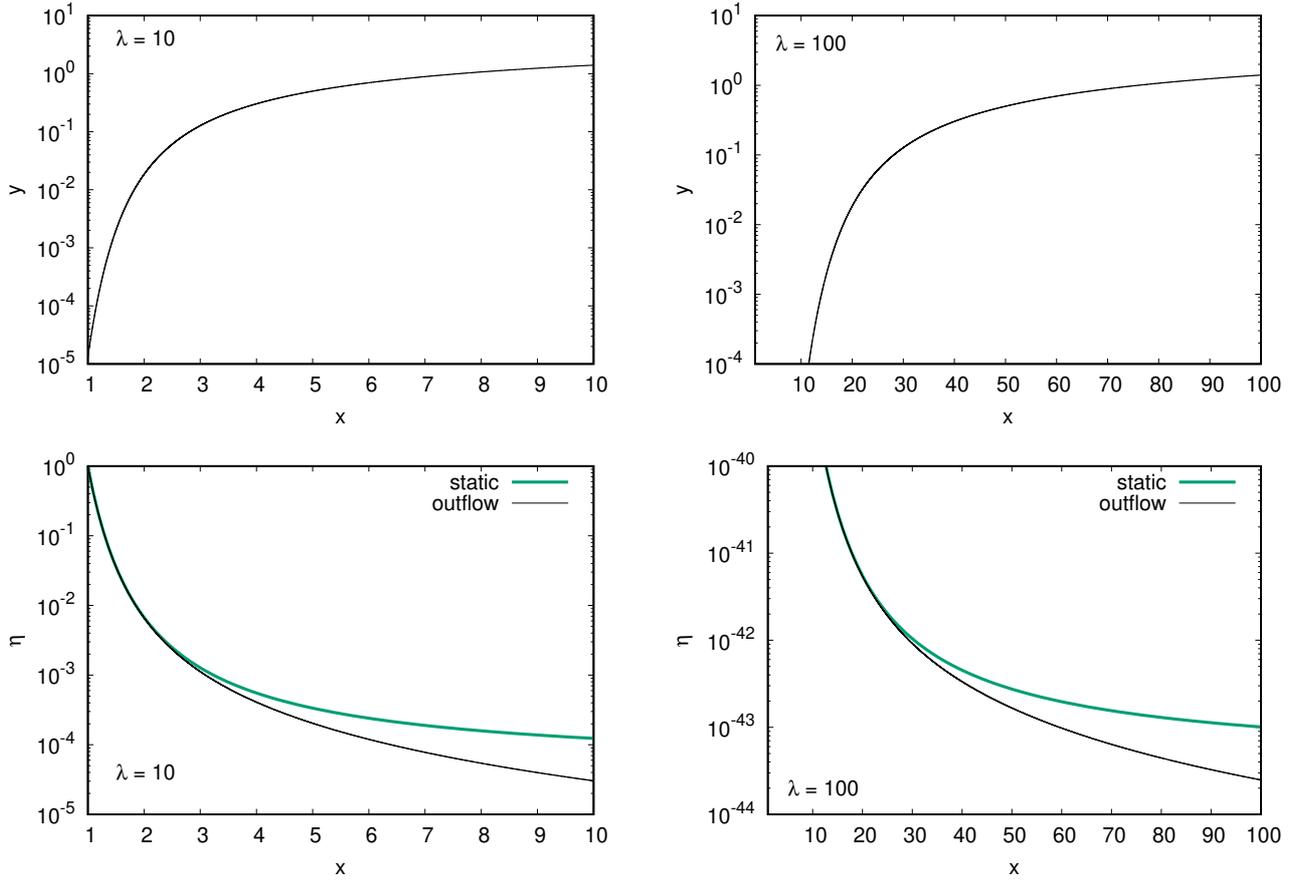


Рис. 3: Зависимость безразмерных переменных y (верхние панели) и η (нижние панели) от расстояния x в изотермическом приближении для $\lambda = 10$ (слева) и $\lambda = 100$ (справа). Зеленым цветом показаны гидростатические решения, черным — стационарные истечения, соответствующие восходящим критическим решениям.

2.3. Адиабатическое приближение

В адиабатическом приближении атмосфера не обменивается энергией с окружающей средой, ее внутренняя энергия меняется только за счет работы сил давления. Как и для случая изотермического приближения в адиабатическом приближении нет необходимости рассматривать уравнение для тепловой энергии (3). Для замыкания системы (1)–(2) достаточно связи:

$$\frac{P}{P_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma, \quad (21)$$

где ρ_0 и P_0 — плотность и давление на внутренней границе атмосферы, γ — показатель адиабаты. Поскольку атмосфера не получает энергию извне, можно было бы ожидать, что истечение должно отсутствовать, однако как мы увидим позже, истечение возможно при определенных условиях. Перед тем, как описывать стационарные истечения, проанализируем структуру равновесной атмосферы.

Адиабатическое гидростатическое равновесие

Подстановка уравнения состояния (21) в уравнение гидростатического равновесия (6) и последующее интегрирование дает:

$$\rho = \rho_0 \left[1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{GM\rho_0}{P_0} \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{r} \right) \right]^{\frac{1}{\gamma - 1}}. \quad (22)$$

Удобно представить это решение в безразмерных переменных:

$$\eta = \left[1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma} \lambda \left(1 - \frac{1}{x} \right) \right]^{\frac{1}{\gamma - 1}}, \quad (23)$$

где λ — отношение гравитационной энергии к тепловой (без учета фактора $i/2$) на внутренней границе атмосферы.

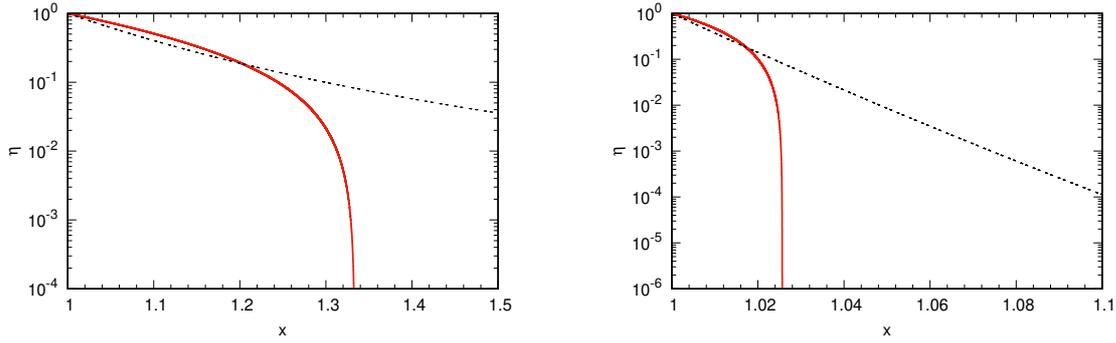


Рис. 4: Распределения безразмерной плотности для равновесной адиабатической атмосферы планеты (красные линии) и равновесной изотермической атмосферы (черные пунктирные линии). Левая панель: для $\lambda = 10$, правая панель: для $\lambda = 100$.

Распределения плотности для случаев $\lambda = 10$ и $\lambda = 100$ при $\gamma = 5/3$ показаны на рис. 4. Видно, что в отличие от изотермической гидростатической, адиабатическая равновесная атмосфера конечна. Значение x_H , при котором плотность в атмосфере обращается в ноль, находится из соотношения:

$$x_H = \frac{1}{1 - \frac{\gamma}{\lambda(\gamma - 1)}}. \quad (24)$$

Выражение $x_H - 1$ можно назвать безразмерной высотой адиабатической атмосферы. Для $\lambda = 10$ значение $x_H \approx 1.33$, для $\lambda = 100$ граница атмосферы равна $x_H \approx 1.026$. Таким образом, с увеличением λ высота атмосферы уменьшается, $(x_H - 1) \propto 1/\lambda$. Для решений, которые являются физическими, значение x_H должно быть больше единицы, поэтому из уравнения (24) получаем, что при $\gamma = 5/3$ решения возможны при $\lambda \geq 2.6$, а при $\gamma = 7/5$ решения существуют при $\lambda \geq 3.5$.

Адиабатическое стационарное истечение

Для стационарного адиабатического истечения можно получить следующие интегралы движения (см. вывод в Приложении):

$$y + \frac{\gamma}{\gamma - 1}z - \frac{\lambda}{x} = \text{const} \quad (25)$$

$$zy^{(\gamma-1)/2}x^{2\gamma-2} = \text{const}, \quad (26)$$

где $y = \frac{mv^2}{2} / kT_0$ — безразмерная кинетическая энергия, T_0 — температура на внутренней границе атмосферы, $z = \frac{T}{T_0}$ — безразмерная температура, $\lambda = \frac{GMm}{a} / kT_0$ — отношение гравитационной энергии к тепловой на внутренней границе атмосферы. Предполагая, что стационарное решение существует, запишем условие (25) для внутренней границы атмосферы и для больших расстояний от центра планеты $x \gg 1$:

$$y_0 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} - \lambda = y_\infty + \frac{\gamma}{\gamma - 1}z_\infty, \quad (27)$$

где y_∞ и z_∞ — значения y и z вдали от планеты. Выражение в правой части этого выражения заведомо положительно. Условие положительности левой части требует:

$$y_0 > \lambda - \frac{\gamma}{\gamma - 1}. \quad (28)$$

Таким образом, при относительно высоких значениях λ граничные значения y_0 тоже будут велики. Так, для $\gamma = 7/5$ и $\lambda = 10$ необходимо, чтобы $y_0 > 6.5$. Это означает, что поток на внутренней границе атмосферы должен быть сверхзвуковым, что не согласуется с предположением о квазиравновесности нижней атмосферы, при которой $y_0 \ll 1$. Таким образом, мы вынуждены признать, что стационарного адиабатического истечения для реалистичных значений λ нет. Несмотря на этот результат, проанализируем более подробно возможные адиабатические течения.

Для стационарной сферически-симметричной адиабатической атмосферы можно получить следующее дифференциальное уравнение в безразмерных переменных (см. вывод в Приложении):

$$\frac{dy}{dx} \left[1 - \frac{\gamma}{2x^{2\gamma-2}} \frac{y_0}{\frac{\gamma+1}{y} \frac{2}{2}} \right] = \frac{2\gamma}{x^{2\gamma-1}} \left(\frac{y_0}{y} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} - \frac{\lambda}{x^2}. \quad (29)$$

Это уравнение отличается от уравнения, представленного в работе [13], коэффициентами при втором слагаемом в левой части и первым слагаемым в правой части, что связано с тем, что при выводе, в отличие от [13], газ предполагался нейтральным. Уравнение (29) обладает похожей структурой, что и уравнение (16) для изотермического случая. В частности, одним из возможных является решение, проходящее через звуковую точку. В этой точке выражение в скобках в левой части и правая часть в уравнении (29) одновременно равны нулю. Координаты в этой критической точке связаны соотношением:

$$x_c y_c = \frac{\lambda}{4}. \quad (30)$$

Соответствующее критическому решению граничное значение y_0 находится из решения нелинейного уравнения:

$$y_0 - \lambda + \frac{\gamma}{\gamma-1} - \frac{5-3\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{4}{\lambda} \right)^{\frac{4\gamma-4}{5-3\gamma}} \left(\frac{\gamma}{2} \right)^{\frac{2}{5-3\gamma}} \frac{\gamma-1}{y_0^{5-3\gamma}} = 0. \quad (31)$$

Координата критической точки x_c вычисляется из соотношения:

$$x_c = \left(\frac{\lambda}{4} \right)^{\frac{\gamma+1}{5-3\gamma}} \left(\frac{\gamma}{2} \right)^{\frac{2}{3\gamma-5}} \frac{1-\gamma}{y_0^{5-3\gamma}}. \quad (32)$$

Для корректного построения критического решения необходимо численно проинтегрировать уравнение (29) из критической точки в обе стороны. Для этого в том числе необходимо знать поведение решения вблизи критической точки. Раскладывая уравнение (29) в ряд Тейлора, можно получить выражение для производной в окрестности звуковой точки:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{2}{\gamma+1} \cdot \left[\pm 2(5-3\gamma)^{1/2} - 2(\gamma-1) \right] \frac{y_c}{x_c}, \quad (33)$$

где знак плюс и минус перед первым слагаемым в скобке появляются в результате раскрытия модуля при промежуточных выкладках. Физическому решению, которое приходит в точку y_0 соответствует знак минус.

На рис. 5 красным цветом показано кривая, соответствующая нисходящему критическому решению уравнения (29) для параметров $\gamma = 7/5$, $\lambda = 10$.

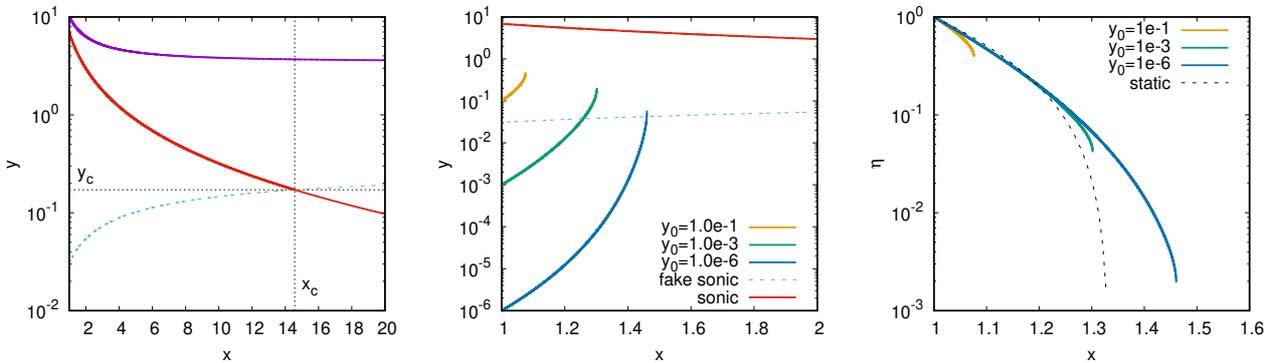


Рис. 5: Стационарные решения для адиабатической атмосферы с параметрами $\gamma = 7/5$ и $\lambda = 10$. Левая панель: нисходящее критическое решение, проходящее через звуковую точку (красная кривая), сверхкритическое решение (фиолетовая кривая), фиктивное критическое решение, проходящее через звуковую точку, но не согласующееся с исходным y_0 (штриховая голубая кривая). Средняя панель: результаты интегрирования уравнения (31) с низкими значениями y_0 . Правая панель: распределения безразмерной плотности для малых значений y_0 . Гидростатическая плотность показана черной штриховой линией.

Для него значение составляет $y_0 \approx 6.84$, что близко к нижней границе $y_0 > 6.5$, при которой возможны стационарные решения. Физически эта зависимость может соответствовать адиабатической аккреции на гравитирующий объект. Отметим также, что возможны стационарные сверхкритические решения: одно из них (для значения $y_0 = 10$) показано на рис. 5 фиолетовым цветом. На рис. 5 показано также фиктивное решение, проходящее через звуковую точку, которое соответствует знаку «+» в условии (33).

Для методических целей интересно проанализировать, каким будет решение уравнения (29) при его интегрировании с использованием значений $y_0 < 6.5$. На рис. 5 представлены результаты интегрирования для параметров $y_0 = 10^{-1}, 10^{-3}, 10^{-6}$. Видно, что кривые обрываются на характерном масштабе, сопоставимом с высотой гидростатической адиабатической атмосферы, т. е. на расстоянии x_H . Ограниченность кривых связана с тем, что плотность и температура на границе стремятся к нулевым значениям.

При рассмотрении стационарных адиабатических решений мы не заостряли внимания на выборе показателя адиабаты. Между тем, решение для разных γ обладают своими особенностями. В частности, особым является случай $\gamma = 5/3$. Для этого случая решение удастся получить аналитически. Комбинируя уравнения (25)–(26) можно получить нелинейное относительно y уравнение (см. Приложение):

$$y + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \left(\frac{y_0}{x^4 y} \right)^{\frac{\gamma - 1}{2}} - \frac{\lambda}{x} = \chi_0, \quad (34)$$

где $\chi_0 = y_0 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} - \lambda$. Если ввести функцию $\Psi = xy$, то из последнего уравнения удастся явно выразить x через Ψ для случая $\gamma = 5/3$:

$$x = \frac{1}{\chi_0} \left[\Psi + \frac{5}{2} \left(\frac{y_0}{\Psi} \right)^{\frac{1}{3}} - \lambda \right]. \quad (35)$$

Эту функцию можно графически перевести в координаты y и x . На рис. 6 показаны зависимости $y(x)$ и $\eta(x)$ для $\lambda = 10$ при некоторых значениях y_0 . Из рисунка видно, что из построенных кривых только одна из

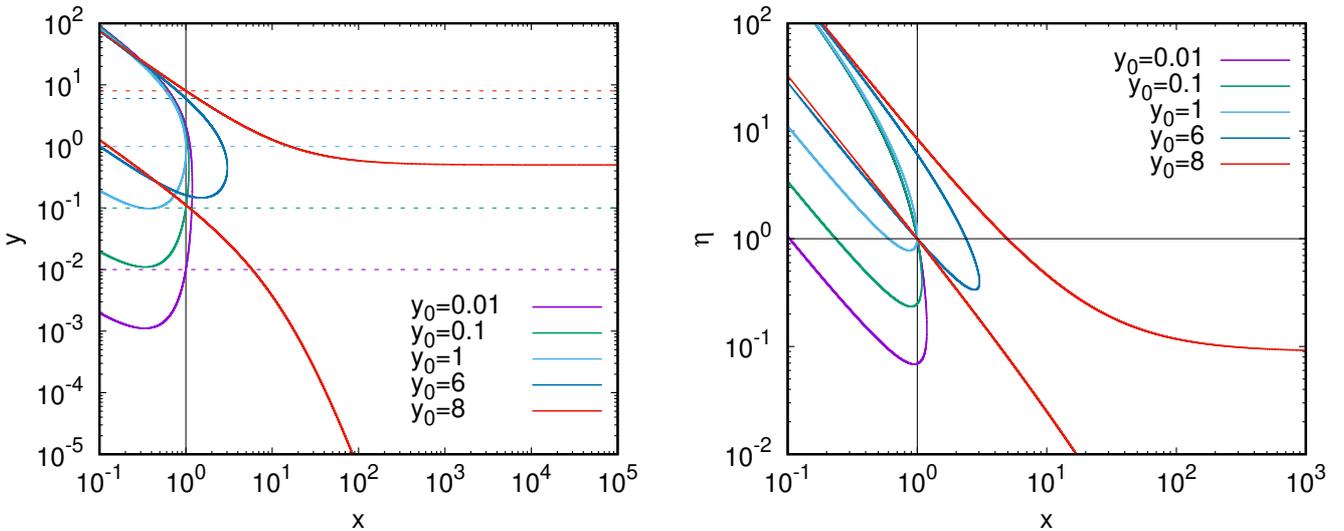


Рис. 6: Стационарные решения для адиабатической атмосферы с $\gamma = 5/3$ и $\lambda = 10$ при различных граничных условиях y_0 . Левая панель: зависимости $y(x)$. Правая панель: зависимости $\eta(x)$.

них (красная кривая) уходит на бесконечность, т. е. соответствует физическому решению, причем действительному решению соответствует ветка $y(x)$, проходящая через граничное значение $y_0 = 8$ (соответствующее распределение плотности $\eta(x)$ проходит через единицу). Этот результат согласуется с условием (28), из которого $y_0 > 7.5$. Отметим, что случай $\gamma = 5/3$ является особенным в том, что для него отсутствует критическое решение: действительно, при этом согласно уравнению (32) x_c уходит в бесконечность.

3. Заключение

В статье последовательно описаны аналитические решения для структуры сферически-симметричных гидростатической и стационарной атмосфер экзопланет в изотермическом и адиабатическом приближениях. Данные решения, несмотря на их абстрактный характер, важны для понимания физики процесса истечения

и играют роль опорных точек при анализе более реалистичных решений. Несмотря на то, что подобные решения получены давно в рамках задачи о моделировании солнечного ветра, их приложение для планетного ветра имеет свою специфику, которую мы рассмотрели в данной работе.

Также здесь мы постарались привести максимально доступный вывод основных уравнений и проанализировать на их основе структуру атмосферы теплового непутона GJ 436b. Данная статья будет интересна молодым исследователям, поскольку им приходится разбираться в большом объеме исходных статей, многие из которых чрезвычайно сложны для восприятия. Отметим, что с учетом нагрева атмосферы структура истечений существенно меняется. Пример простой модели, показывающей динамику истечения при нагреве атмосферы, можно найти в работе [15].

Приложение. Вывод уравнений для стационарного адиабатического истечения

Исходная система уравнений, описывающая стационарное истечение атмосферы, имеет вид:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \rho v) = 0 \quad (36)$$

$$v \frac{dv}{dr} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} - \frac{GM}{r^2} \quad (37)$$

$$v \frac{d\varepsilon}{dr} = -\frac{P}{\rho} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 v) + \Gamma. \quad (38)$$

Решение первого уравнения:

$$4\pi r^2 \rho v = \dot{M} \quad (39)$$

Подставляя уравнение состояния идеального газа $P = (\gamma - 1) \rho \varepsilon$ и выражение для плотности из (39) в уравнения (37) и (38), получаем:

$$\left[v - (\gamma - 1) \frac{\varepsilon}{v} \right] \frac{dv}{dr} + (\gamma - 1) \frac{d\varepsilon}{dr} = (\gamma - 1) \frac{2\varepsilon}{r} - \frac{GM}{r^2} \quad (40)$$

$$v \frac{d\varepsilon}{dr} + (\gamma - 1) \varepsilon \frac{dv}{dr} = -(\gamma - 1) \frac{2\varepsilon v}{r} + \Gamma. \quad (41)$$

Решение данной системы обыкновенных дифференциальных уравнений стандартными численными методами (например, методом Рунге-Кутты четвертого порядка) осложнено наличием критических точек, а также отсутствием решения при определенных начальных значениях. Поэтому продолжим преобразования данной системы. Поделим уравнение (41) на скорость v и выразим из него второе слагаемое:

$$(\gamma - 1) \frac{\varepsilon}{v} \frac{dv}{dr} = -\frac{d\varepsilon}{dr} - (\gamma - 1) \frac{2\varepsilon}{r} + \frac{\Gamma}{v}. \quad (42)$$

После подстановки получившегося выражения в уравнение (40) и приведения слагаемых получим:

$$v \frac{dv}{dr} + \gamma \frac{d\varepsilon}{dr} + \frac{GM}{r^2} = \frac{\Gamma}{v}. \quad (43)$$

В левой части уравнения внесем все слагаемые под общий дифференциал:

$$\frac{d}{dr} \left[\frac{v^2}{2} + \gamma \varepsilon - \frac{GM}{r} \right] = \frac{\Gamma}{v}. \quad (44)$$

В адиабатическом случае ($\Gamma = 0$) выражение в скобках будет постоянным:

$$\frac{v^2}{2} + \gamma \varepsilon - \frac{GM}{r} = \text{const}. \quad (45)$$

Мы получили аналог уравнения Бернулли, описывающего преобразование кинетической, тепловой и потенциальной энергии в газодинамическом течении.

Теперь преобразуем уравнение (41). Для этого рассмотрим производную выражения:

$$\frac{d}{dr} [\varepsilon v^\beta] = v^{\beta-1} \left[v \frac{d\varepsilon}{dr} + \beta \varepsilon \frac{dv}{dr} \right]. \quad (46)$$

Выражение в скобках в правой части формулы (46) будет равно выражению в левой части уравнения (41) при $\beta = \gamma - 1$. С учетом этого уравнение (41) можно переписать:

$$v^{2-\gamma} \frac{d}{dr} [\varepsilon v^{\gamma-1}] = -(\gamma - 1) \frac{2\varepsilon}{r} + \frac{\Gamma}{v}. \quad (47)$$

Разделим это уравнение на $v^{2-\gamma}$ и умножим на r :

$$r \frac{d}{dr} [\varepsilon v^{\gamma-1}] = -(\gamma-1) 2\varepsilon v^{\gamma-1} + \frac{\Gamma r}{v^{2-\gamma}}. \quad (48)$$

Распишем производную выражения:

$$\frac{d}{dr} [f r^\alpha] = r^{\alpha-1} \left[\alpha f + r \frac{df}{dr} \right]. \quad (49)$$

Подставим полученный результат в уравнение (48), принимая, что $f = \varepsilon v^{\gamma-1}$ и $\alpha = 2\gamma - 2$:

$$\frac{d}{dr} [\varepsilon v^{\gamma-1} r^{2\gamma-2}] = \frac{\Gamma r^{2\gamma-2}}{v^{2-\gamma}}. \quad (50)$$

В адиабатическом случае $\Gamma = 0$, поэтому выражение в скобках будет постоянным:

$$\varepsilon v^{\gamma-1} r^{2\gamma-2} = \text{const}. \quad (51)$$

В итоге для адиабатического течения мы получили второй интеграл, сохраняющийся в потоке. Удобно оба интеграла записать в безразмерном виде. Умножив уравнение (45) на m/kT_0 , получим:

$$y + \frac{\gamma}{\gamma-1} z - \frac{\lambda}{x} = \text{const}, \quad (52)$$

где $y = \frac{mv^2}{2} / kT_0$ — безразмерная кинетическая энергия, $z = \frac{T}{T_0}$ — безразмерная температура, $\lambda = \frac{GMm}{a} / kT_0$ — отношение гравитационной энергии к тепловой на внутренней границе. Тогда уравнение (51) примет следующий безразмерный вид:

$$zy^{\frac{\gamma-1}{2}} x^{2\gamma-2} = \text{const}. \quad (53)$$

Выражая z из уравнения (53) и подставляя в уравнение (52) можно получить уравнение для y :

$$y + \frac{\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{y_0}{x^4 y} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} - \frac{\lambda}{x} = \chi_0, \quad (54)$$

где правая часть уравнения $\chi_0 = y_0 + \frac{\gamma}{\gamma-1} - \lambda$. В результате дифференцирования (54) получим уравнение для стационарной сферически-симметричной адиабатической атмосферы:

$$\frac{dy}{dx} \left[1 - \frac{\gamma}{2} \frac{y_0^{\frac{\gamma-1}{2}}}{x^{2\gamma-2} y^{\frac{\gamma+1}{2}}} \right] = \frac{2\gamma}{x^{2\gamma-1}} \left(\frac{y_0}{y} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} - \frac{\lambda}{x^2}. \quad (55)$$

Список литературы

1. A. J. Watson, T. M. Donahue, and J. C. G. Walker, *Icarus*, **48**, 150, 1981.
2. D. M. Hunten, R. O. Pepin, and J. C. G. Walker, *Icarus*, **69**, 532, 1987.
3. E. Chassefière, *Journal of Geophysical Research*, **101**, 26039, 1996.
4. A. N. Volkov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **459**, 2030, 2016.
5. A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Désert, G. E. Ballester, R. Ferlet, G. Hébrard, and M. Mayor, *Nature*, **422**, 143, 2003.
6. A. Vidal-Madjar, J. M. Désert, A. Lecavelier des Etangs, G. Hébrard, et al., *Astrophys. J. Lett.*, **604**, L69, 2004.
7. J. L. Linsky, H. Yang, K. France, C. S. Froning, J. C. Green, J. T. Stocke, and S. N. Osterman, *Astrophys. J.*, **717**, 1291, 2010.
8. J. R. Kulow, K. France, J. Linsky, and R. O. P. Loyd, *Astrophys. J.*, **786**, 132, 2014.
9. R. A. Murray-Clay, E. I. Chiang, and N. Murray, *Astrophys. J.*, **693**, 23, 2009.
10. I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, and M. S. Rumenskikh, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **481**, 5315, 2018.
11. A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **475**, 605, 2018.
12. A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo, *Astronomy Reports*, **63**, 550, 2019.
13. E. N. Parker, *Astrophys. J.*, **132**, 821, 1960.
14. E. N. Parker, *Astrophys. J.*, **139**, 72, 1964.
15. P. B. Isakova, Y. N. Pavlyuchenkov, E. S. Kalinicheva, and V. I. Shematovich, *Astronomy Reports*, **65**, 445, 2021.

Наблюдение метеоров с помощью создания искусственных светящихся облаков в атмосфере Земли

Леонов В.А.¹, Пыжов А.М.², Дробыжев А.И.²

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

²ФГБОУ ВО «Самарский государственный технический университет», Самара, Россия

В статье дается предварительная теоретическая оценка возможности применения нового способа наблюдения метеоров в атмосфере Земли с помощью искусственных светящихся облаков. При попадании метеоров в такие облака, образованные веществом с потенциалом ионизации в несколько раз меньшем потенциала ионизации атмосферных газов, происходит быстрая ионизация реагента облака за счет термического и ударного воздействия метеорного тела, приводящая к увеличению светимости метеорных следов. Предполагается, что такой эффект будет способствовать увеличению яркости слабых метеоров, находящихся на пороге обнаружения современных телевизионных камер. Это позволит проводить исследования метеоров и метеорных потоков, доступных ранее только радиолокационными методами наблюдения.

Ключевые слова: метеоры, искусственные светящиеся облака, ионизация атмосферных газов

Observing meteors by creating artificial luminous clouds in the Earth's atmosphere

Leonov V.A.¹, Pyzhov A.M.², Drobyzhev A.I.²

¹Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

²Samara State Technical University, Samara, Russia

The article provides a preliminary theoretical assessment of the possibility of using a new method of observing meteors in the Earth's atmosphere using artificial luminous clouds. When meteors hit such clouds formed by a substance with an ionization potential several times lower than the ionization potential of atmospheric gases, the cloud reagent is rapidly ionized due to the thermal and impact effects of the meteor body, which leads to an increase in the luminosity of meteor tracks. It is assumed that this effect will increase the brightness of weak meteors, which are on the threshold of detection by modern TV cameras. This will make it possible to conduct studies of meteors and meteor showers that were previously available only by radar observation methods.

Keywords: meteors, artificial luminous cloud, the ionization of atmospheric gases

DOI: 10.51194/INASAN.2021.6.2.004

1. Введение

Наблюдения метеоров являются основным источником информации о малоразмерных телах Солнечной системы, а одной из важнейших характеристик метеора является его яркость, служащая при некоторых предположениях индикатором его массы. В равной степени это относится и к наблюдениям малоразмерной фракции космического мусора (КМ), практически не наблюдаемой никакими средствами, однако при вторжении таких частиц в атмосферу Земли их сгорание можно наблюдать наравне с обычными метеорными явлениями [1].

Засорение околоземного космического пространства (ОКП) элементами КМ, начавшееся практически сразу после запусков первых ракет, представляет с каждым годом все большую опасность для существования на орбитах космических аппаратов разного назначения, в первую очередь пилотируемых. Еще большую опасность для них (особенно на трассах межпланетных перелетов) представляют метеороиды естественного происхождения, движущиеся с космическими скоростями [2]. В натуральных экспериментах было показано, что метеороид массой 10^{-6} г пробивает лист алюминия толщиной 0.5 мм, а более массивные частицы могут вывести из строя космический аппарат [3].

Решение этих проблем требует постоянного уточнения существующих моделей метеорных потоков, а также улучшения методов регистрации метеорных явлений, в т. ч. и метеоров, вызванных сгоранием КМ.

2. Пассивные и активные методы наблюдения метеорных явлений

Для изучения метеорных явлений в атмосфере применяют прямые визуальные, фотографические, радиолокационные и телевизионные наблюдения [4, 5]. Компьютерные модели позволяют расширить представления о физике метеорных процессов, эволюции метеорных орбит и параметрах загрязненности ОКП. Также широко применяются ударные датчики, устанавливаемые на космических аппаратах.

Как правило, наблюдательные методы не всегда обладают достаточной координатной точностью измерений, временным разрешением или проникающей силой, компьютерные модели с трудом поддаются верификации, особенно малоразмерная часть КМ, остающаяся за пределами доступности наблюдательной

техники, а ударные датчики дают информацию исключительно об эрозионной составляющей результатов воздействия метеороидов на спутники. Все эти методы можно с некоторыми оговорками назвать пассивными методами исследования метеорного вещества.

В 2015 г. авторами был предложен космический эксперимент натурального моделирования метеоров калиброванными по размерам, массе и плотности частицами с помощью пневмопушки, устанавливаемой на борту МКС [6]. Сопоставление результатов обработки наблюдений с калибровочными характеристиками выпущенных в атмосферу частиц позволило бы экспериментально установить связь между наблюдаемыми оптическими явлениями и свойствами частиц, в частности определить долю кинетической энергии частиц, излучаемую в видимом свете. Этот способ можно в полной мере назвать индуцированным способом регистрации метеоров в атмосфере Земли.

Другой активный способ регистрации метеорных явлений сводится к искусственному увеличению яркости метеорных следов, для чего предлагается использовать искусственные светящиеся облака (ИСО).

3. Исследование метеоров с помощью ИСО

В практике геофизических исследований атмосферы Земли искусственные светящиеся облака в СССР и за рубежом стали использоваться после появления специальных метеорологических ракет, способных достигать высоты 50–150 км. Это было вызвано необходимостью более детального изучения параметров атмосферы Земли на высотах 60–200 км и более, где проходят основные этапы движения ракет после их старта.

Для создания ИСО использовались пары щелочных, щелочноземельных металлов и алюминий, потенциалы ионизации которых среди известных химических элементов имеют наименьшую величину: от 3.89 эВ (цезий) до 6.11 эВ (кальций) [7]. Выбор этих реагентов обусловлен тем, что вещества, используемые для этого, должны легко испаряться, ионизироваться под действием ультрафиолетового излучения Солнца [8] и излучать в видимом диапазоне спектра. Многолетние эксперименты с использованием опытных генераторов паров металлов, разработанных на кафедре химии и технологии органических соединений азота (ХТОСА) СамГТУ, в различных широтах показали высокую надежность и эффективность [9].

Было высказано предположение, что подобные ИСО могут быть использованы и для наблюдений метеоров с целью повышения координатной точности измерений и замечаемости. Для использования ИСО с этой целью должны быть соблюдены следующие условия:

1. Процесс интенсивной ионизации вещества облака должен происходить исключительно в темное время суток, что позволит однозначно выделять метеорные среды на фоне неба;
2. Высоты генерации ИСО должны соответствовать высотам загорания метеоров и составлять 80–120 км;
3. Повышение точности определения высоты загораний метеоров в ИСО достигается тем, что облако должно быть «плоским», а не сферическим, и иметь достаточно большой диаметр.

Полет метеорных тел в атмосфере сопровождается ионизацией атмосферных газов [4]. В случае полета метеора через ИСО, образованного веществом с меньшим потенциалом ионизации, чем у атмосферных газов, интенсивность и длительность свечения ионизированного следа метеоров увеличиваются, что повышает точность измерений и фактор замечаемости для слабых метеоров. При сравнении потенциалов ионизации молекул атмосферных газов (N_2 — 15.56 эВ; O_2 — 12.06 эВ; CO_2 — 13.79 эВ) или их атомов (N — 14.53 эВ; O — 13.62 эВ) с потенциалами ионизации паров щелочных (Li — 5.39 эВ; Na — 5.13 эВ; K — 4.34 эВ; Rb — 4.17 эВ) и щелочноземельных металлов (Ca — 6.11 эВ; Sr — 5.69 эВ; Ba — 5.21 эВ; Cs — 3.89 эВ) [7, 10] видно, что значения этой величины у последних в несколько раз меньше, чем у атмосферных газов. Это дает основание предположить, что яркости свечения метеоров при их полете через ИСО, образованные парами щелочных и щелочноземельных металлов, будет возрастать. В этом случае существует реальная возможность регистрации быстрых и слабых метеоров, в том числе, и малоразмерной фракции космического мусора, движущейся с заведомо меньшими, чем у метеоров естественного происхождения скоростями. Кроме того, если размеры горизонтальной проекции ИСО будут значительно больше толщины его боковой (фронтальной) проекции, т. е. если ИСО будет «плоским», то появится возможность достаточно точного определения высот загорания метеоров.

Конструкция пиротехнических генераторов для образования «плоского» облака в отличие от конструкций генераторов для «сферического» облака должна обеспечивать одновременный и достаточно быстрый выброс паров металлов через выхлопные отверстия, расположенные по окружности в корпусе генераторов (рис. 1). Доставка генераторов до высоты 80–120 км осуществляется метеорологическими ракетами и достаточно хорошо отработана современными средствами выведения.

Поскольку ракетные эксперименты с ИСО используют хорошо отработанные методики оценки пространственных координат ракет и самих облаков, то имеется возможность получения точных значений координат метеоров, зарегистрированных в этом облаке, что в дальнейшем позволит вычислять расстояния до них и,

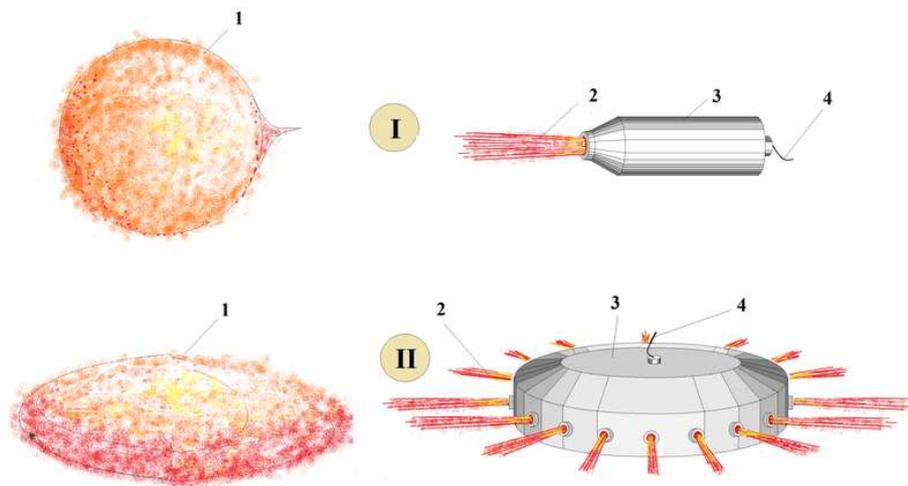


Рис. 1: Способы получения ИСО: I — получение сферического ИСО, II — получение плоского ИСО (1 — ИСО; 2 — струя паров металла; 3 — генератор паров металла; 4 — шлейф источника электропитания).

следовательно, высоты их загорания с высокими точностями — до нескольких десятков метров (при условии наличия звезд на небесной сфере, необходимых для пространственно-координатной привязки метеорных следов).

Ожидаемое увеличение яркости метеоров составляет 1–2 звездные величины, однако более точные значения можно определить только экспериментальным методом, например, методом сравнения участков «плотности» метеорного трека до его вхождения в облако и во время прохождения облака. Поскольку более быстрые метеоры загораются и затухают на больших высотах, то это их свойство, а также траекторные длины обуславливают степень ионизации и время рекомбинации газов как атмосферы, так и вещества ИСО.

4. Заключение

Проведена предварительная теоретическая оценка возможности повышения точности определения координат, высот загорания и яркостей метеоров как естественного, так и искусственного происхождения с помощью ИСО, образованных в атмосфере на высотах загорания метеоров.

Показано, что в этом случае ИСО должны состоять из веществ, потенциал ионизации которых должен быть значительно меньше потенциала ионизации атмосферных газов, а в качестве таких веществ могут быть использованы пары щелочных или щелочноземельных металлов, генераторы которых, разработанные в СамГТУ, прошли многолетние испытания в атмосфере различных широт Земли и показали высокую эффективность.

Список литературы

1. V. A. Leonov and A. V. Bagrov, *Astrophys. Bull.*, **66**, 87, 2011.
2. A. V. Bagrov, V. A. Leonov, and N. A. Sorokin, *Solar Syst. Res.*, **54**, 587, 2020.
3. Model' kosmosa. Tom II. Vozdejstvie kosmicheskoy sredy na materialy i oborudovanie kosmicheskikh apparatov. Pod red.: Panasyuka M. I., Novikova L. M. [A Model Of The Cosmos. Vol. II. Ed.: Panasyuk M. I., Novikova L. M.], 2007, in Russian.
4. I. S. Astapovitch, *Meteornye iavleniia v atmosfere Zemli [The Meteor Phenomena In The Atmosphere Of Earth]* (1958), in Russian.
5. P. B. Babadzhanyan, *Meteory i ih nablyudeniya [Meteors And Their Observations]* (1987), in Russian.
6. V. A. Leonov and A. V. Bagrov, in *Proceed. Of The XI Intern. Scientific And Practical Conf. "Manned Flights Into Space". Zvezdny Gorodok, Russia, 2015*, 182–184 (2015), in Russian.
7. A. A. Radcig and B. M. Smirnov, *Spravochnik po atomnoj i molekulyarnoj fizike [Handbook Of Atomic And Molecular Physics]* (1980), in Russian.
8. G. Gerendel' and R. Lyust, *Phys.-Usp.*, **98**, 709, 1969, in Russian.
9. A. I. Drobyzhev, A. M. Pyzhov, and D. A. Sinitsyn, *Aerospace Sphere Journ.*, **3**, 102, 2020, in Russian.
10. A. Gordon and R. Ford, *Sputnik himika. Fiziko-himicheskie svojstva, metodiki, bibliografiya. [Companion Of The Chemist. Physical And Chemical Properties, Methods, Bibliography. Transl. From The English]* (1976), in Russian.

Широкоугольные телескопы класса 1 м умеренной стоимости с корректором в главном фокусе с детектором 9k × 9k

Шугаров А.С.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

В работе представлены несколько доступных к приобретению широкоугольных телескопов класса 1 м, выполненных по схеме корректора в главном фокусе, которые могут быть использованы для создания глобальной сети обзорных телескопов метрового класса. Проведено сравнение основных характеристик телескопов между собой при работе с современным КМОП детектором 9k × 9k, а также с метровыми телескопами системы Шмидта. *Ключевые слова:*

широкоугольный телескоп, корректор в главном фокусе, электромагнитный отклик от источников гравитационно-волнового излучения, астероидно-кометная опасность

Wide field telescopes of moderate price with prime focus corrector and 9k × 9k detector

Shugarov A.S.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

The paper presents several reasonably priced wide field telescopes of 1 m class with prime focus corrector, which can be used to create a global network of survey telescopes of 1 m class. The main characteristics of the telescopes are compared with each other with a modern 9k × 9k CMOS detector, and with 1 m class Schmidt systems.

Keywords: wide field telescope, prime focus lens corrector, electromagnetic response from gravitational-wave radiation sources, asteroid hazard problem

DOI: 10.51194/INASAN.2021.6.2.005

1. Введение

Задача ежесуточного обзора всей доступной небесной сферы с достаточным прониканием (более 20^m) до сих пор не решена из-за отсутствия достаточного количества телескопов средней апертуры (около 1 м) и отсутствия скоординированной работы имеющихся наблюдательных средств.

ИНАСАН имеет опыт создания широкоугольного обзорного телескопа [1] с апертурой 1 м и полем зрения диаметром 3 градуса, который был спроектирован для работы с ПЗС камерой формата 10k × 10k, поле зрения детектора составляет 4 кв. градуса. Основное преимущество данного телескопа — хорошее сочетание стоимости, поля зрения и проникания по состоянию на 2017 г.

В настоящее время, благодаря использованию новых оптических схем, появилась возможность улучшить характеристики телескопов метрового класса с корректором в главном фокусе, в первую очередь в части поля зрения, без существенного удорожания телескопа.

Одним из способов достижения высоких характеристик метрового телескопа при умеренной стоимости является использование цельного детектора самого большого размера, около 90 мм. Наиболее перспективным видится использование нового КМОП детектора китайской фирмы GPiXEL формата 8904×9178 пикселей размером 10 мкм, размер фоточувствительной области составляет 89.04×91.78 мм, дизайн чипа основан на предыдущих, успешно выпускаемых этой фирмой матричных КМОП фотоприемниках крупных форматов до 6k × 6k.

КМОП камера с термоэлектрическим охлаждением на основе нового крупноформатного детектора может быть разработана на базе КМОП камеры фирмы НПК Фотоника «Нева6060» на чипе GSENSE6060. Планируемый срок разработки камеры — 2 года. Для минимизации выделения тепла в фокальном узле телескопа для охлаждения фотоприемного устройства будет использован термоэлектрический охладитель с выносным жидкостным теплообменником.

Для достижения высоких характеристик метрового телескопа при умеренной стоимости, по-видимому, оптимальным является отказ от полноапертурных линзовых корректоров. В настоящей работе описаны несколько широкоугольных телескопов метрового класса умеренной стоимости с корректором в главном фокусе австрийской фирмы ASA и китайской NIAOT, которые могут быть использованы для создания глобальной сети обзорных телескопов метрового класса.

Отдельно дано сравнение с телескопами системы Шмидта, которые оснащены мозаикой и полноапертурной корректирующей пластиной.

В заключении даны рекомендации по выбору оптимального метрового телескопа умеренной стоимости для построения будущей сети метровых телескопов ИНАСАН, в т.ч. в рамках участия в сети BRICS.

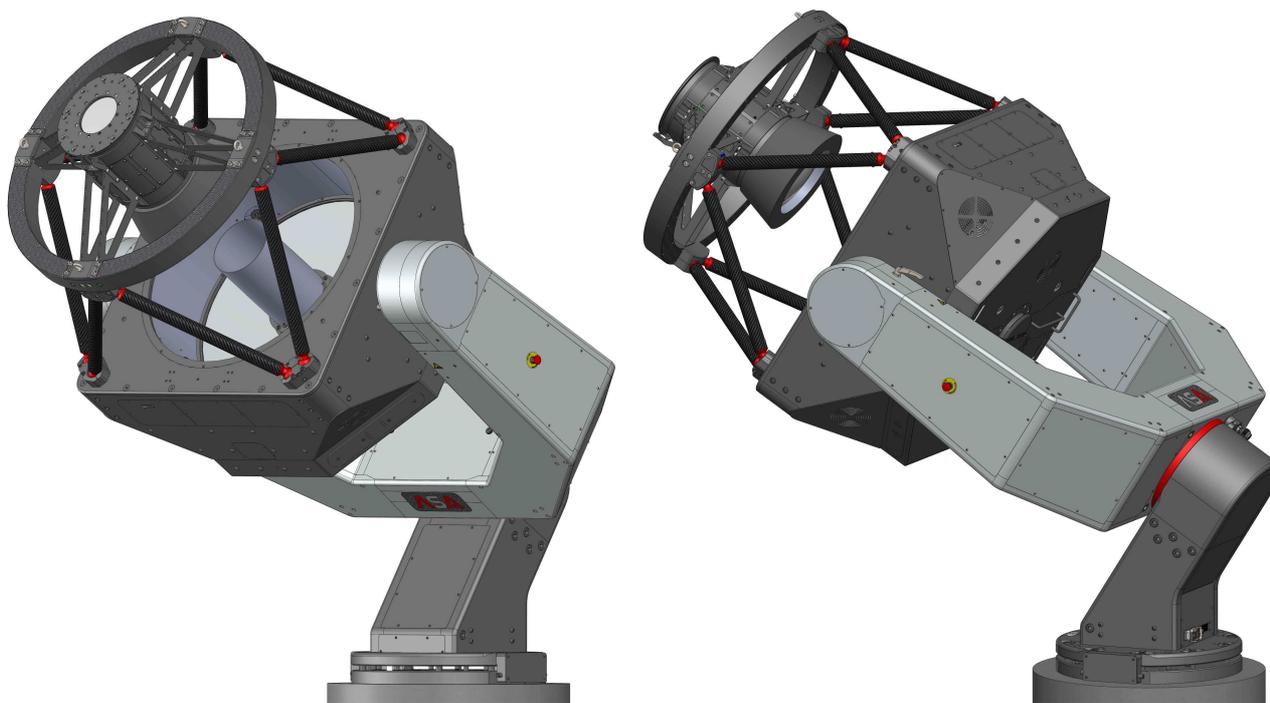


Рис. 1: Общий вид телескопа ASA EQ1000WF f1.3.

2. Широкоугольные телескопы ASA Astro Systeme метрового класса

В 2017 году фирма ASA по заказу ИНАСАН успешно изготовила и поставила широкоугольный телескоп ASA AZ1000WF с полем зрения 3° , спроектированный для работы с детектором размером 95×95 мм (STA 1600) формата 10.5×10.5 мпкс.

Данное хорошо зарекомендовавшее себя решение получило развитие, и в настоящий момент фирма ASA предлагает несколько модификаций данного телескопа с увеличенным полем зрения для работы с детектором размером 90×90 мм. Основные характеристики телескопов приведены в табл. 1.

Телескоп EQ800PF f2.26 обладает минимальной стоимостью, при этом обеспечивая на детекторе поле зрения до 7.3 кв. градусов. Качество изображений – умеренное. Данный телескоп может рассматриваться как самый дешевый телескоп данной линейки, однако данная экономия, вероятно, не оправдана, поскольку описанные ниже другие модели обеспечивают существенно большее поле зрения, при этом добавочная стоимость телескопа в процентном отношении к общей стоимости одного наблюдательного пункта незначительна.

Телескоп EQ800WF f1.7 снабжен более сложным линзовым корректором, который позволяет увеличить поле зрения на детекторе в 2 раза до 14.4 кв. градусов, при этом расчетное качество изображений получается меньше размера пикселя детектора. Данный телескоп имеет самое большое поле среди всех описанных в настоящей работе телескопов с корректором в прямом фокусе. Детектор $9k \times 9k$ вписан в поле зрения телескопа, т. е. по всему детектору обеспечивается достаточное качество изображения. Данный телескоп может быть рекомендован к использованию, если скорость обзора является приоритетным параметром.

Последняя разработка фирмы ASA – широкоугольный телескоп EQ1000WF f1.3 (рис. 1), позволяющий получить очень высокую светосилу F:1.3 для прямофокусного телескопа с линзовым корректором. Поле зрения телескопа ограничено окружностью диаметром 87 мм (11.6 кв. градусов), что примерно соответствует вписанной окружности в квадратный детектор $9k \times 9k$. Для данного телескопа разработано две модификации линзового корректора, с использованием асферических поверхностей и без. В первом случае достигается лучшее качество изображений.

Благодаря тому, что задний фокальный отрезок (100 мм) у телескопа EQ1000WF f1.3 такой же, как и у телескопа ASA AZ1000WF, для новой модификации телескопа может быть использован с минимальными модификациями блок сменных светофильтров (8 шт. размером 120×120 мм), разработанный в 2017 г. ООО «Астросиб» для телескопа ASA AZ1000WF.

Стоимость телескопа EQ1000WF f1.3 примерно вдвое превосходит стоимость «младшего» телескопа из данной линейки EQ800PF f2.26, это обусловлено увеличенной апертурой и полем зрения.

Таблица 1: Основные параметры телескопов ASA и NIAOT.

Параметр	AZ1000WF	EQ800PF f2.26	EQ800WF f1.7	EQ1000WF f1.3	TIDO 1 m
Апертура телескопа, мм	1000	800	800	1000	1000
Светосила	F:2.5	F:2.26	F:1.7	F:1.3	F:1.7
Фокусное расстояние, мм	2500	1812	1360	1300	1720
Спектральный диапазон с наилучшим качеством изображений, нм	400–700	400–700	400–750	400–850	500–900
Спектральный диапазон, нм	–	400–1000	380–900	370–1000	–
Задний отрезок, мм	100	75	100	100	–
Поле зрения, градусов	2.97	3.28	5.7	3.84	3
Поле зрения, мм	130	104	135	87	92
Поля зрения, кв. градусов	6.93	8.45	25.2	11.6	7.1
Поле на детекторе 61.4×61.4 мм, градусов	1.4×1.4	1.9×1.9	2.6×2.6	2.7×2.7	2×2
Поле на детекторе 61.4×61.4 мм, кв. градусов	2	3.8	6.6	7.2	4.2
Поле на детекторе 89.04×91.78 мм, градусов	2×2.1	2.8×2.9*	3.7×3.9	3.9×4.1*	2.9×3*
Поле на детекторе 89.04×91.78 мм, кв. градусов	4.2	7.3	14.4	11.6	7.1
Центральное экранирование, %	–	10	15	15	–
D_{80} , мкм	8–15	на краю <15	на краю <7	на краю 8/18	9
Масштаб, угл. с/пиксел 10 мкм	0.82	1.14	1.51	1.59	1.17
Материал главного зеркала	Ситал	SiO ₂	SiO ₂	SiO ₂	ZERODUR
Масса телескопа, кг	2400	900	950	1850	–
Высота телескопа, мм	–	2800	2850	3100	–
Рекомендуемый диаметр купола, м	6	5.5	5.5	6	–
Монтировка	Альт-азимутальная	Экваториальная	Экваториальная	Экваториальная	Экваториальная

(*) Используется только часть площади детектора

3. Широкоугольный телескоп университета Нанкин

В августе 2020 состоялась официальная приемка (рис. 2) нового широкоугольного 1 м телескопа (название телескопа Time Domain Survey Telescope) университета Нанкин (Nanjing University, NJU) на заводе изготовителе телескопа NIAOT (Nanjing Institute of Astronomical Optics and Technology) [2]. Телескоп установлен в обсерватории Time Domain Observatory (TIDO) на высоте 5100 м над уровнем моря. Согласно государственному контракту, стоимость телескопа составляет 10 млн. юаней. Основные характеристики телескопа приведены в табл. 1.

На телескопе установлена ПЗС камера формата 6k × 6k с пикселем 15 мкм. Предполагается оснащение телескопа фильтрами i+z или g. Монтировка обеспечивает скорость наведения >2 градусов/с, точность наведения <10 угл. с, точность ведения <0.3 угл. с (СКО) за 10 минут.

4. Сравнение телескопов с корректором в главном фокусе с широкоугольными телескопами системы Шмидта

Одним из наиболее успешных примеров использования широкоугольного телескопа системы Шмидта с современным мозаичным детектором является проект ZTF (Zwicky Transient Facility) [3]. Согласно официальному сайту проекта ZTF (<https://www.ztf.caltech.edu>), стоимость ZTF составляет 24 миллиона долларов США, при учете того, что проект строился на базе существующего старого 48 дюймового (1.2 м) телескопа Samuel Oschin.

ПЗС мозаика общим размером 386 × 395 мм состоит из 16 чипов 6k × 6k с пикселем 15 мкм, поле зрения мозаики составляет 7.3° × 7.5° (47 кв. градусов). При экспозиции 30 с в хороших погодных условиях достигается проникание 21.1^m, 20.9^m, 20.2^m в фильтрах ZTF-g, ZTF-r, ZTF-i соответственно, качество изображений составляет около 2 угл. с. Сменные фильтры устанавливаются перед камерой с помощью робота-манипулятора из отсека, находящегося вне оптического тракта телескопа, что позволяет устранить виньетирование. У корректирующей пластины установлен разработанный на заказ двустворчатый механический затвор с открытой апертурой 1304 мм и временем срабатывания менее 0.5 с. Мертвое время между



Рис. 2: 1 м телескоп университета Нанкин в ходе испытаний в НИАОТ.

соседними кадрами было уменьшено до 8.66 с, в результате чего доля работы телескопа с открытым затвором в течении ночи составляет 78 %.

Телескоп ZTF, с одной стороны, демонстрирует отличные характеристики и полностью раскрывает потенциал оптической системы Шмидта с современным крупноформатным мозаичным детектором. С другой стороны, создание глобальной сети из подобных телескопов будет весьма затратным.

В Китае начаты работы по созданию прототипа амбициозного проекта SiTian, предусматривающего построение кластера из 72 широкоугольных телескопов метрового класса [4]. Проект должен обеспечить обзор всего доступного неба в 3-х светофильтрах g, r, i каждые 30 минут до 21 звездной величины, что не имеет мировых аналогов.

В проекте SiTian предполагается использовать телескопы системы Шмидта с полем зрения 7° , мозаичный детектор из 4-х ПЗС или КМОП общим форматом $18k \times 18k$ с полем зрения $5^\circ \times 5^\circ$ (25 кв. градусов). Каждый телескоп будет иметь один фиксированный светофильтр.

Стоимость одного телескопа SiTian с детектором оценивается в 20 млн. юаней, при этом ставится задача уменьшить стоимость в 2 раза при массовом производстве телескопов.

Поле зрения одного телескопа SiTian примерно в 2 раза меньше поля зрения ZTF, при этом заявленная стоимость SiTian многократно ниже стоимости ZTF. Если проект SiTian будет реализован в рамках заявленного бюджета и технических характеристик, он существенно превзойдет ZTF по соотношению темп обзора / стоимость.

5. Заключение

Для построения сети широкоугольных телескопов метрового класса, с одной стороны, необходимо внедрять новые технологии в целью достижения лучших характеристик, в первую очередь, в части увеличения поля зрения, с другой стороны, необходимо удерживать сложность и стоимость единичного узла сети в разумных пределах.

Среди рассмотренных в настоящей работе, наиболее интересным является телескоп EQ1000WF f1.3. Данный телескоп имеет следующие преимущества:

- телескоп во многом наследует архитектуру удачного телескопа ASA AZ1000WF;

- благодаря использованию нового линзового корректора достигается радикальное увеличение поля зрения и светосилы без необходимости использования мозаичного детектора и/или полноапертурных линзовых корректоров;
- большой задний отрезок (100 мм) позволяет разместить достаточное количество светофильтров, это позволяет расширить научный потенциал телескопа, упрощает конструкцию КМОП камеры и всего фокального узла в целом, возможно обеспечить преемственность с фокальным узлом (блок светофильтров, узел крепления камеры) от ASA AZ1000WF;
- используется хорошо зарекомендовавшая себя конструкция вилочной монтировки от ASA AZ1000WF с прямым приводом, но в экваториальном варианте;
- экваториальная монтировка позволяет отказаться от деротатора поля;

К определенным недостаткам телескопа EQ1000WF f1.3 можно отнести:

- не используется часть площади детектора $9k \times 9k$, поле зрения телескопа имеет некоторый потенциал для увеличения при том же детекторе;
- оптическое качество линзового корректора будет экспериментально подтверждено в 2022 г. после окончания строительства первого телескопа данного дизайна;
- поле зрения телескопа (11.6 кв. градусов) уступает полю зрения телескопов системы Шмидта, например, перспективного проекта SiTian (25 кв. градусов).

Сравнение EQ1000WF f1.3 с перспективным проектом SiTian затруднено, в связи с отсутствием подтверждения достижимости заявленных технических характеристик у обоих проектов, а также подтверждения достижимости заявленной стоимости для последнего проекта.

Тем не менее, предварительно можно отметить следующие отличия EQ1000WF f1.3 от SiTian:

- поле зрения примерно в 2 раза меньше;
- семплинг на детекторе примерно в 1.5 раза грубее;
- качество изображений примерно совпадает;
- наличие блока сменных светофильтров с большим количеством слотов увеличивает научный потенциал;
- заметно более простая конструкция — одночиповый детектор $9k \times 9k$ вместо мозаики из 4-х таких детекторов, из-за меньшего размера детектора упрощается фокальный узел и система охлаждения, отсутствуют полноапертурные корректирующие элементы, монтировка телескопа получается более компактной;
- требуется купол меньшего размера.

Резюмируя, можно сделать предварительный вывод, что телескоп EQ1000WF f1.3 обладает вдвое меньшим полем зрения, но стоимость единичного узла должна быть ниже, чем для 1 м телескопа системы Шмидта проекта SiTian.

Телескоп EQ1000WF f1.3, вероятно, является оптимальным вариантом по соотношению поле зрения / цена для построения сети широкоугольных телескопов ИНАСАН метрового класса.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-29-11013.

Список литературы

1. M. A. Ibrahimov, *INASAN Science Reports*, **4**, 93, 2019.
2. S. Kou, in *AOPC 2019: Space Optics, Telescopes, and Instrumentation, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 11341, 113410E (2019).
3. R. Dekany, R. M. Smith, R. Riddle, M. Feeney, et al., *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **132**, 038001, 2020, URL <http://dx.doi.org/10.1088/1538-3873/ab4ca2>.
4. J. Liu, R. Soria, X.-F. Wu, H. Wu, and Z. Shang, The sitian project, 2020.

Оптический телескоп с полем зрения 3.75° с преапертурным поворотным зеркалом с областью наведения $50^\circ \times 120^\circ$ для космической системы обнаружения декаметровых астероидов (проект СОДА)

Шугаров А.С., Шмагин В.Е., Буслаева А.И., Шустов Б.М.

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

В работе предложена оптическая схема широкоугольного телескопа с полем зрения 3.75° и апертурой 30 см для космической системы обнаружения декаметровых астероидов (проект СОДА). Основная отличительная особенность телескопа — наличие преапертурного плоского зеркала, обеспечивающего область наведения $50^\circ \times 120^\circ$, время перенаведения между соседними площадками составило не более 3 с. Предложен современный КМОП детектор с мелким пикселем. В работе представлены области обзора телескопов проекта СОДА из точки Лагранжа L_1 при использовании двух, трех и четырех телескопов, кратко обсуждены преимущества и недостатки каждого из вариантов.

Ключевые слова: астероидно-кометная опасность, сканирующее зеркало, широкоугольный телескоп

Optical telescope with 3.75° field of view and pre-aperture slewing mirror with observation area of $50^\circ \times 120^\circ$ for the system of observation of day time asteroids (the SODA project)

Shugarov A.S., Shmagin V.E., Buslaeva A.I., Shustov B.M.

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

We propose an optical scheme of a telescope with a field of view of 3.75° and 30 cm aperture for the space system for observation of decameter size asteroids (the SODA project). The main distinctive feature of this telescope is a pre-aperture flat mirror that provides an observation area of $50^\circ \times 120^\circ$ and a repointing time between the adjacent fields of less than 3 s. A modern CMOS detector with a small pixel is proposed. Observable sky area when using 2, 3 and 4 telescopes are described. The advantages and disadvantages of each option are briefly discussed.

Keywords: asteroid hazard problem, slewing mirror, wide field telescope

DOI: 10.51194/INASAN.2021.6.2.006

1. Введение

В 2020 г. в ИНАСАН были продолжены работы по определению концептуального вида перспективного проекта СОДА (Система обнаружения дневных астероидов) для обнаружения декаметровых астероидов, летящих со стороны Солнца. Один или два космических аппарата (КА) будут размещены в окрестности точки L_1 системы Земля-Солнце на расстоянии около 1.5 млн км от Земли [1].

Телескопы СОДА должны обеспечивать два режима работы:

- режим массового обнаружения новых астероидов, летящих со стороны дневной небесной полусферы;
- режим уточнения орбиты отдельных опасных астероидов от момента их обнаружения до сближения с Землей.

С целью упрощения конструкции КА СОДА оба режима должны быть гарантированно реализованы с помощью телескопов одного типа. Установка нескольких одинаковых телескопов увеличит надежность и функционал системы. Основная критическая технология проекта СОДА — создание широкоугольного телескопа апертурой около 30 см с системой быстрого перенаведения с помощью преапертурного зеркала. В режиме массового обнаружения новых астероидов телескоп должен быть способен каждые несколько минут осматривать конусный оптический барьер вокруг Земли с прониканием до 17^m . В режиме уточнения орбиты избранных астероидов телескоп должен обеспечивать точность угловых измерений лучше $0.5''$, а также фотометрические измерения, на длинной дуге от момента обнаружения тела на конусном барьере до его сближения с Землей.

В 2020 г. в ИНАСАН были рассмотрены различные варианты оптических схем для проекта СОДА. Совместно с зарубежными коллегами (СИОМР, Китайская академия наук) рассматривалась возможность использования внеосевых трехзеркальных зеркальных схем (off axis ТМА). Было отмечено, что одним из перспективных направлений является использование зеркальных схем со сложными поверхностями (freeform optics), что позволит спроектировать телескоп без центрального экранирования с расширенным спектральным диапазоном. Это позволит уменьшить апертуру телескопа до 25 см без ухудшения целевых характеристик.

В настоящей работе представлена более «традиционная» осевая зеркально-линзовая оптическая схема телескопа умеренной сложности, которая относительно легко может быть изготовлена в РФ. Поле зрения предложенного телескопа составляет 3.75° , оптическая схема включает преапертурное поворотное зеркало, обеспечивающее область наведения телескопа $50^\circ \times 120^\circ$. Время перенаведения составит не более 3 с, время однократного обзора оптического барьера вокруг Земли тремя телескопами составит 3.5 минуты, что с запасом соответствует требованиям проекта СОДА.

В сводной табл. 1 приведены основные параметры как телескопа, так и всего КА СОДА при использовании трех телескопов. В последующих разделах более подробно описаны телескоп, детектор и взаимное расположение полей зрения нескольких телескопов, установленных на одном КА.

Таблица 1: Основные параметры телескопа и КА СОДА.

Параметр	Значение
Апертура телескопа, мм	300
Фокусное расстояние, мм	450
Общая длина оптической системы, мм	1100
Спектральный диапазон, нм	450–900
Диаметр поля зрения, градусов	3.75
Диаметр поля зрения, мм	29.5
Центральное экранирование, %	33
D_{80} , мкм	4
Размер детектора, мм	30×30
Формат детектора, пикселей	6×6 k
Масштаб, угл. с/пиксел 5 мкм	2.3
Типовая экспозиция, с	2...4
Предельное проникание, зв. вел. (V)	17
Астрометрическая точность единичного наблюдения, угл. с.	0.5
Размер преапертурного зеркала, мм	480×340
Угол прокачки зеркала (тангаж), градусов	+20... +45
Угол прокачки зеркала (крен), градусов	–60... +60
Область обзора одного телескопа с преапертурным зеркалом, градусов	50×120
Время перенаведения на соседнюю площадку, с	3
Время осмотра барьера вокруг Земли тремя телескопами, мин	3.5
Кол-во наблюдений тела, пересекающего оптический барьер, шт (*)	6
(*) Для астероида с трансверсальной скоростью 10 км/с на расстоянии 0.25 млн км от КА СОДА	

2. Оптическая схема телескопа

При выборе оптической схемы телескопа для проекта СОДА мы руководствовались следующими критериями:

- поле зрения не менее 3 градусов;
- согласованность с детектором с мелким пикселем (4–5 мкм);
- расширенный в ближний ИК спектральный диапазон;
- входная апертура оптической схемы должна располагаться ближе к переднему фланцу оптический трубы, для минимизации размера преапертурного зеркала перенаведения телескопа.

Поясним каждое из требований.

Требование иметь поле зрения не менее 3 градусов обусловлено необходимостью обеспечивать нужное количество наблюдений (регистраций) тела во время его пролета через оптический барьер, при этом толщина оптического барьера равна полю зрения телескопа. Так, для астероида, имеющего трансверсальную скорость 10 км/с на расстоянии 0.5 млн км от КА СОДА, за 1 с перемещение изображения астероида на детекторе относительно неподвижных звезд фона неба (стабилизация телескопа осуществляется по астродатчикам) составляет около $4''$, или около 1.7 пикселя. Поле зрения размером 3 градуса объект пересекает за 45 минут, что при темпе обзора оптического барьера тремя телескопами 3.5 минуты дает около 13 наблюдений астероида за время пересечения барьера. Минимальное количество наблюдений, необходимое для грубого определения орбиты, с учетом отбраковки части наблюдений, составляет 4–5 штук, таким образом,

для взятого в качестве примера среднестатистического астероида имеется почти трехкратный запас. Наличие такого запаса необходимо для обеспечения высокой полноты обнаружения, включая тела с большой скоростью, и тела, пролетающие близко (менее 0.25 млн км) от КА СОДА.

Количество отдельных площадок, из которых составляется непрерывный оптический конусный барьер вокруг Земли, определяется полем зрения телескопа и углом при вершине конуса оптического барьера. Темп обзора конусного барьера определяется количеством площадок и экспозицией на каждой площадке.

Увеличение поля зрения телескопа увеличивает толщину конуса и увеличивает темп обзора конусного барьера при неизменной экспозиции. Отрицательным моментом является вероятное снижение астрометрической точности (требование для единичного наблюдения — не хуже 0.5"), поскольку более широкоугольный телескоп обычно имеет худшее качество изображения, что не может быть скомпенсировано применением детектора с мелким пикселем.

Для уменьшения габаритов и облегчения оптической схемы, в проекте СОДА предполагается использовать достаточно светосильный телескоп (как минимум, 1:1.5) и современный КМОП детектор с мелким пикселем (около 4–5 мкм). Поскольку наблюдения будут вестись без фильтра, для увеличения дальности обнаружения мелких астероидов желательно использовать перспективные КМОП с многослойным антиотражательным покрытием, с расширенной спектральной чувствительностью в ближнюю ИК область.

Предапертурное зеркало, используемое для перенаведения телескопа СОДА, является неотделимой частью оптической схемы телескопа, таким образом, оптимизация всей системы должна вестись с учетом габаритов плоского зеркала, доступных углов прокачки по обеим осям, механической конструкции, обеспечивающей жесткую связку карданного подвеса зеркала с оптической трубой телескопа, возможности размещения бленд. Подобные требования сужают круг потенциально пригодных широкоугольных оптических схем для проекта СОДА.

Оптическая схема телескопа (рис. 1) основана на камере Зоннефельда и состоит из двухлинзового апертурного корректора, внутренний элемент которого работает в двойном ходе лучей, зеркала Манжена и двухлинзового корректора вблизи фокальной плоскости. В отличие от камер Шмидта, схема имеет собирающий апертурный корректор, а значит размер главного зеркала может быть меньше диаметра входного зрачка, не внося виньетирования. Все поверхности оптических элементов сферические. Материалом всех трех апертурных элементов выбран плавленый кварц по причине низкого и совместимого с титаном коэффициента теплового линейного расширения. В отличие от двухзеркальных схем с касегреновским фокусом, прямофокусная оптическая схема не нуждается в блендах для защиты от прямой засветки детектора, что позволяет сократить центральное экранирование. В разработанной схеме фотоприемник и корректор размещены внутри трубы, что позволяет исключить виньетирование пучка до его отражения от плоского зеркала. Ближайшими аналогами рассмотренной схемы являются VT-060q [2] и схема перспективного широкоугольного телескопа с апертурой 1 м [3].

Защита телескопов СОДА от рассеянного света должна учитывать следующие источники засветки — Земля, которая наблюдается из точки L_1 в полной фазе, Луна, фоновая засветка от звезд, зодиакальный свет.

Входные апертуры телескопов СОДА будут экранированы от прямого попадания света от яркого диска Земли светозащитными масками, установленными на штангах на расстоянии около 2 м от телескопа. Угловой диаметр данных масок составит около 10° , поэтому наблюдения астероидов на угловом расстоянии менее 5° от Земли будут невозможны.

Угловой диаметр орбиты Луны из точки L_1 составляет около 30° . Маска затенения диска Земли размером 10° будет затенять диск Луны примерно на протяжении 22% ее орбиты, в оставшееся время засветка от Луны будет снижать эффективность телескопов СОДА при наблюдении астероидов вблизи Земли. Может быть рассмотрен вопрос установки второй подвижной маски для затенения диска Луны на управляемой штанге.

Тубус телескопа обеспечивает базовое подавление рассеянного света. Компоновка телескопа и зеркала перенаведения будет исключать прямое попадание в поле зрения телескопа объектов помимо области наведения. Поскольку телескоп будет работать с короткими экспозициями не более нескольких секунд, дополнительных бленд, помимо перечисленных выше, скорее всего, не потребуется.

В качестве основы для проектирования привода преапертурного зеркала можно использовать опыт создания двухкоординатного оптико-механического сканирующего устройства БСКР-Т (рис. 2) от прибора МСУ-ГС (многозональное сканирующее устройство гидрометеорологического обеспечения) [4]. Данное зеркало работает в непрерывном режиме совместно с ИК телескопом апертурой 220 мм, осуществляя строчную и кадровую развертку для получения изображений Земли каждые 30 минут, угол сканирования составляет 10° .

Количество перенаведений телескопа КА СОДА за 10 лет оценивается в 50 млн. Несмотря на кажущуюся «ненадежность» предлагаемого для проекта СОДА метода непрерывных перенаведений телескопа с помощью достаточно крупного преапертурного зеркала, БСКР-Т, при схожих габаритах и режимах рабо-

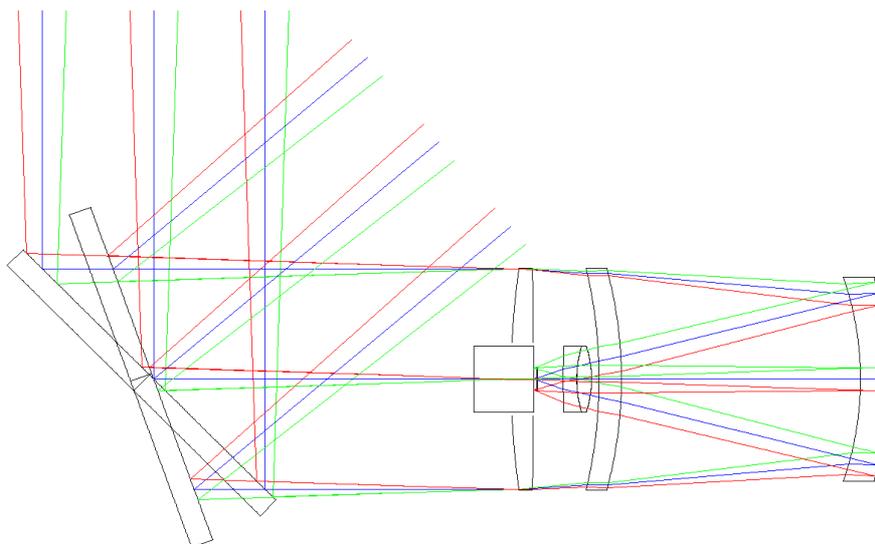


Рис. 1: Вариант оптической схемы телескопа с преапертурным зеркалом перенаведения для проекта СОДА.



Рис. 2: Двухкоординатное оптико-механическое сканирующее устройство БСКР-Т, используемое на КА серии «Электро-Л».

ты, начиная с 2011 г. и по настоящее время, подтвердило свою высокую надежность в ходе эксплуатации на метеорологических КА серии «Электро-Л».

3. Детектор

Долгое время размер фоточувствительного элемента (пикселя) ПЗС и КМОП не мог быть уменьшен ниже порога 10 мкм без существенных потерь в емкости ячейки, из-за ограничений в технологии производства и увеличения времени считывания. В последние несколько лет, благодаря бурному развитию КМОП технологии, стало возможным изготовление пикселя размером 3–5 мкм, обладающего достаточной емкостью ячейки (более 10000 e^-), низкими шумами, высоким коэффициентом заполнения площади пикселя фоточувствительной областью. Из-за очень низкого шума считывания КМОП (вплоть до 1 e^-), динамический диапазон таких мелких пикселей может составлять более 5000:1, что достаточно для прикладных задач [5].

Применение современных КМОП с мелким пикселем (3–5 мкм) позволит, с одной стороны, сократить размеры оптической системы, используя более светосильную оптику, с другой стороны, позволит сохранить необходимый масштаб изображения для обеспечения астрометрической точности.

В качестве примера можно привести современный КМОП GSPRINT4521 с фоточувствительной областью 23×18.4 мм, диагональю 29.5 мм, размером пикселя 4.5 мкм, емкостью ячейки 30000 e^- , шумом считывания 3 e^- СКО. Кадровая частота сенсора составляет 250 Гц, имеется глобальный затвор. Поле зрения телескопа СОДА с таким детектором составит $2.9^\circ \times 2.3^\circ$.

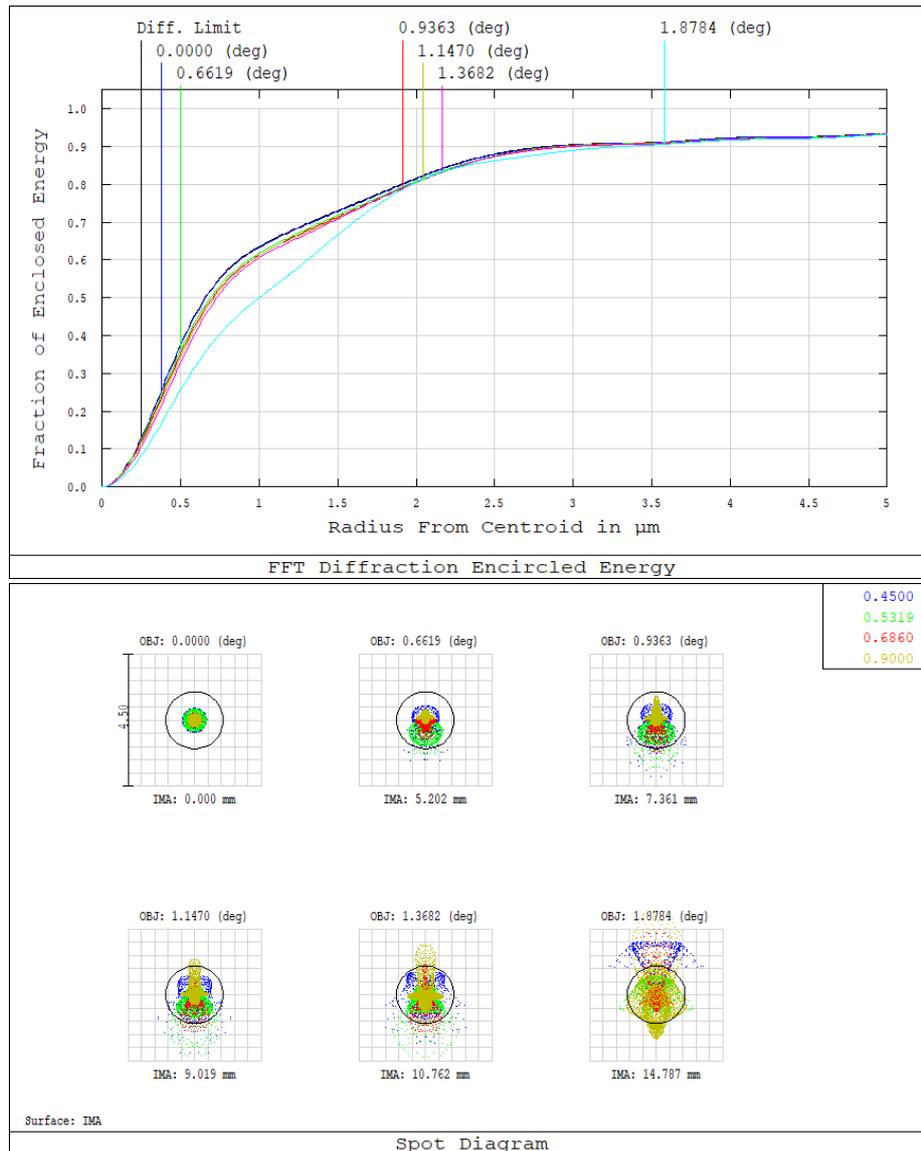


Рис. 3: Качество изображений телескопа СОДА.

Предложенный телескоп имеет скорректированное круглое поле зрения диаметром 29.5 мм (3.75°). Поскольку стоимость КМОП чипов умеренных размеров относительно невелика, оптимально использовать детектор размером не меньше поля зрения телескопа, т. е. около 30×30 мм.

Наиболее важными параметрами детектора для системы СОДА являются:

- квантовый выход и расширенный спектральный диапазон;
- высокая скорость считывания (< 0.5 с);
- шум считывания (желательно менее $3 e^-$ СКО);

Поясним каждое из требований.

Расширение спектрального диапазона оптической схемы и применение КМОП с многослойным просветляющим покрытием с увеличенной чувствительностью в области ближнего ИК позволит увеличить дальность обнаружения астероидов.

Рабочая экспозиция в проекте СОДА не будет превосходить нескольких секунд, поэтому рабочая температура КМОП детектора должна поддерживаться на уровне $0... - 20^\circ\text{C}$, для этого может быть использован небольшой пассивный радиатор охлаждения, закрепленный на тубусе телескопа.

Емкость ячейки не является критическим параметром, поскольку проект СОДА нацелен на наблюдение мелких астероидов, блеск которых мал. Наличие глобального затвора потенциально дает преимущество перед строчным затвором, однако, кадры, полученные при использовании строчного затвора, также могут быть корректно обработаны.

При работе в режиме обнаружения новых тел на оптическом барьере основной проблемой, определяющей проницание телескопа и астрометрическую точность наблюдений, будет смаз из-за собственного движения астероидов относительно неподвижных звезд фона неба. Как было сказано выше, для астероида, имеющего трансверсальную скорость 10 км/с на расстоянии 0.5 млн. км от КА СОДА, при экспозиции 1 с смаз на детекторе составит $4''$, или около 2 пикселей. При таких величинах смаза максимальная экспозиция ограничена величиной 2–4 с, поскольку дальнейшее ее увеличение не будет приводить ни к увеличению проницания, ни к увеличению астрометрической точности.

В случае, если будущие КМОП детекторы будут поддерживать очень быстрое чтение (<100 мс) с уровнем шума около $1 e^-$ СКО, вместо одного кадра с экспозицией 2–4 с более оптимальным будет получение серии из 2–4 кадров с экспозицией 1 с.

Использование детектора с «очень мелким» пикселем (3 мкм) позволит немного улучшить точность астрометрических измерений, особенно в режиме слежения за опасными астероидами, когда наблюдаемый объект можно разместить в области с наилучшим качеством изображения. Если прочие параметры КМОП с таким «очень мелким» пикселем не будут приводить к ухудшению параметров режима обнаружения на барьере, для проекта СОДА может быть рекомендован КМОП с «очень мелким» пикселем.

4. Количество телескопов и компоновка областей обзора телескопов СОДА

Поскольку распределение декаметровых тел в ближней зоне (до нескольких млн. км от Земли) примерно изотропно, оптимальной стратегией массового обнаружения опасных астероидов, летящих со стороны Солнца, из точки L_1 , является их детектирование при прохождении через симметричный конусный барьер, в центре которого находится Земля.

Для определения наиболее подходящей области обзора телескопов СОДА необходимо определить оптимальный растровый угол при вершине конусного барьера вокруг Земли. Увеличение данного угла, с одной стороны, приводит к более раннему обнаружению тел, летящих со стороны Солнца. С другой стороны, затрудняется обнаружение тел, приближающихся к Земле по орбитам, близким к орбите Земли, из-за увеличения расстояния от точки L_1 до области их детектирования. При фиксированной чувствительности телескопа, это приведет к увеличению количества пропусков самых мелких тел.

По-видимому, оптимальный полный угол при вершине конусного барьера будет около 90° , эта величина должна быть уточнена по результатам более детального моделирования.

На рис. 4, 5, 6 показаны суммарные области обзора системы СОДА при использовании двух, трех и четырех телескопов.

Для решения задачи массового обнаружения астероидов, летящих со стороны Солнца, необходимо как минимум два телескопа. Суммарная область обзора двух телескопов обеспечивает полный угол при вершине конуса оптического барьера $100...120^\circ$, что достаточно для проекта СОДА. В данном случае полностью отсутствует резервирование и возможность наблюдения особо опасных астероидов в режиме слежения синхронно двумя телескопами с одного КА. Ввиду отсутствия резервирования, данный вариант может быть рекомендован только при наличии очень жестких ограничений по массе или по общей стоимости проекта.

При наличии в составе КА СОДА трех телескопов, общая область обзора получается почти такой же, как и в варианте с двумя телескопами, но примерно 50% области обзора может быть одновременно осмотрено двумя телескопами. Это позволит увеличить надежность системы за счет резервирования телескопов. При отказе одного телескопа произойдет потеря лишь 17% от области наблюдаемого пространства. При отказе двух из трех телескопов произойдет потеря 50% от области наблюдения, т. е. КА СОДА все еще сохранит достаточную функциональность.

Наличие перекрытий областей обзора дает возможность наблюдений особо опасных тел в режиме слежения за объектом синхронно двумя телескопами с одного КА, что увеличит астрометрическую точность. Астрометрическая точность наблюдений является одним из основных факторов, влияющих на точность предсказания координат вхождения тела в атмосферу.

При компоновке областей обзора трех телескопов их оптические оси могут быть развалены на несколько градусов, с учетом невозможности наблюдений в области затенения диска Земли маской (см. рис. 5). Это позволит увеличить область обзора на несколько градусов.

Размещение на борту КА СОДА четырех телескопов позволит обеспечить полное резервирование системы в случае отказа любого телескопа, а также возможность сохранения эффективной работы при отказе двух телескопов. Для всех объектов будет возможно проведение синхронных наблюдений двумя телескопами.

При использовании четырех телескопов обеспечивается самая большая область обзора с полным углом при вершине конуса оптического барьера $120...130^\circ$. Однако такая большая область обзора, вероятно, не принесет существенных преимуществ для проекта СОДА.

В зависимости от наличия резервов по массе, для проекта СОДА рекомендуются варианты с тремя или четырьмя телескопами.

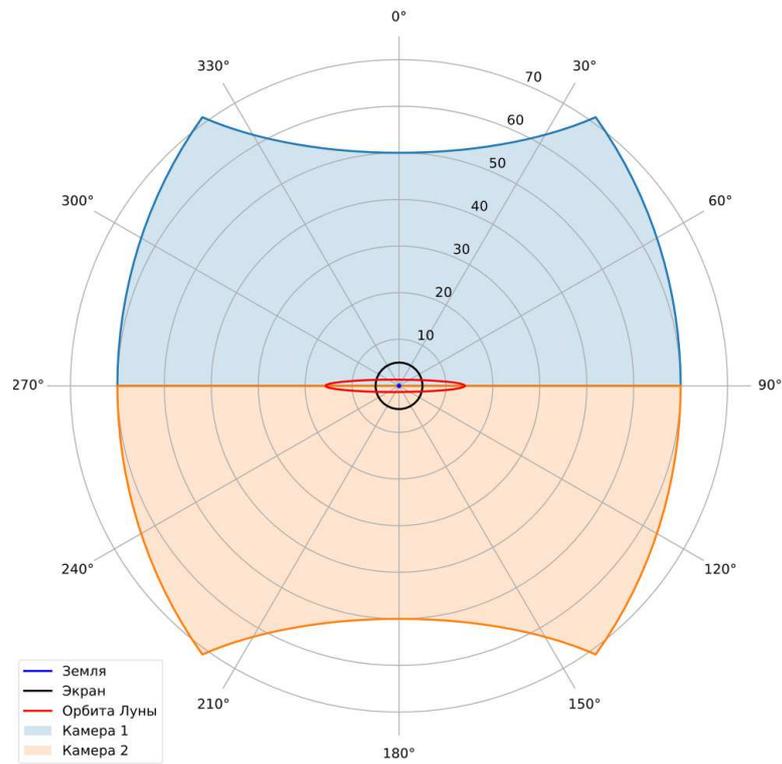


Рис. 4: Компонка областей обзора двух телескопов системы СОДА из точки L_1 в полярной системе координат (Земля в центре).

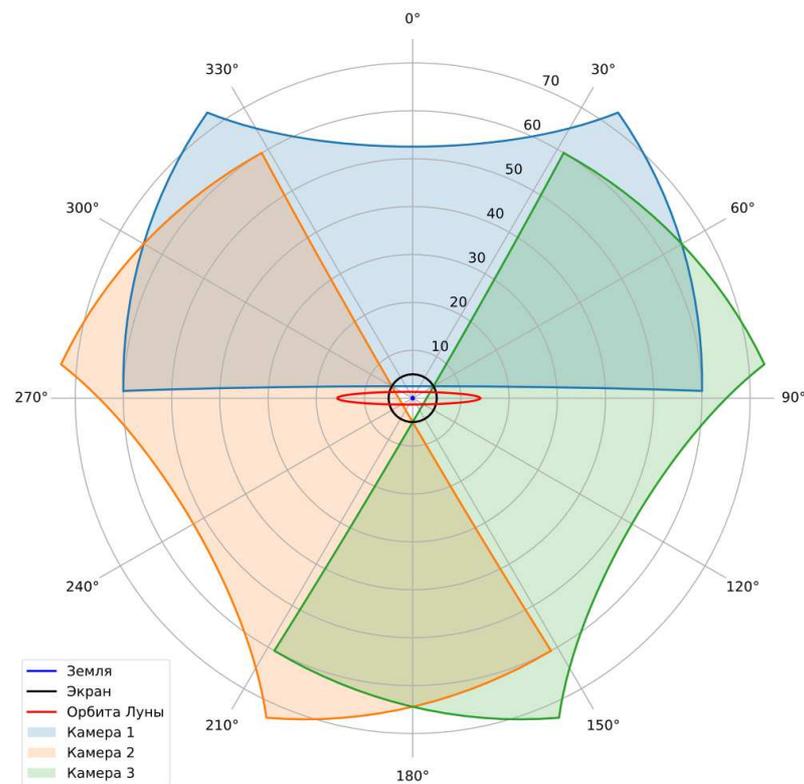


Рис. 5: Компонка областей обзора трех телескопов системы СОДА из точки L_1 в полярной системе координат (Земля в центре).

5. Заключение

В работе представлен вариант оптической схемы широкоугольного телескопа для перспективной космической системы СОДА, включая преапертурное зеркало для перенаведения телескопа и детектор. Представ-

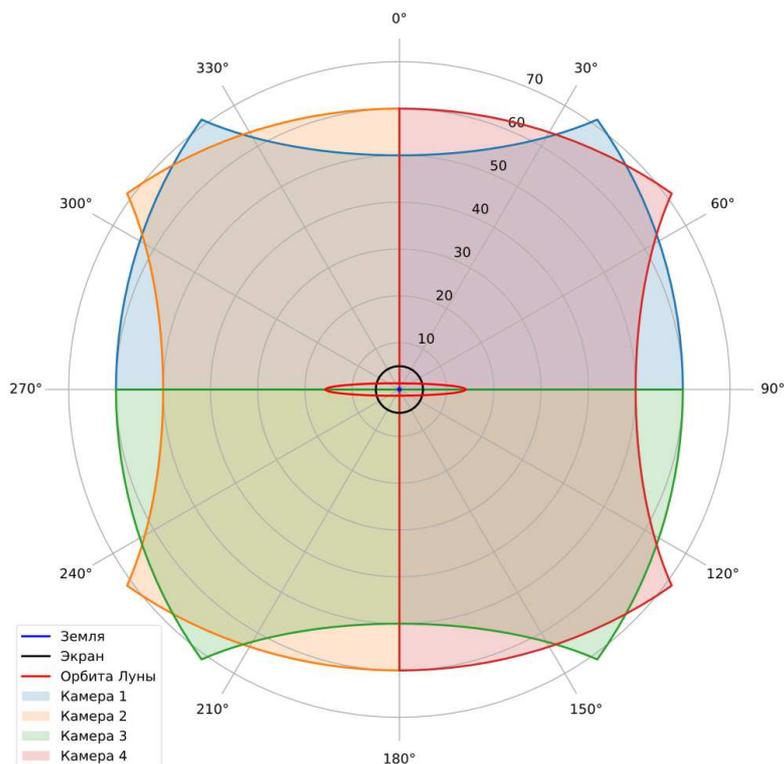


Рис. 6: Компонка областей обзора четырех телескопов системы СОДА из точки L_1 в полярной системе координат (Земля в центре).

ленный вариант телескопа полностью удовлетворяет требованиям назначения системы СОДА. Показано, что оптимальным является размещение трех таких телескопов на КА СОДА.

Представленный телескоп, включая плоское зеркало в карданном подвесе и фотоприемное устройство на основе КМОП с мелким пикселем, могут быть полностью изготовлены в РФ, кремниевый КМОП чип может быть закуплен в Китае.

Предложенный вариант телескопа может рассматриваться в качестве одного из базовых при проведении НИР «СОДА».

Список литературы

1. A. Shugarov, B. Shustov, and S. Naroenkov, *Open Astronomy*, **27**, 132, 2018.
2. V. Y. Terebizh, *Survey Telescope Optics* (2019).
3. A. S. Shugarov, V. E. Shmagin, and M. A. Nalivkin, *INASAN Science Reports*, **5**, 230, 2020.
4. R. V. Andreev, N. P. Akimov, K. V. Badaev, Y. M. Gektin, et al., *Raketno-kosmicheskoe priborostroenie i informatsionnye sistemy*, **5**, 33, 2015.
5. A. S. Shugarov, *INASAN Science Reports*, **5**, 236, 2020.

Содержание

<i>Бахтигараев Н.С.</i> Странности поступательно-вращательного движения объекта 10294 по оптическим наблюдениям	33
<i>Саванов И.С., Дмитриенко Е.С.</i> Наблюдения KIC 7739728 — кандидата в звезды типа FK Com — с космической миссией TESS	38
<i>Исакова П. Б., Павлюченков Я. Н.</i> Элементарные аналитические модели атмосферы	41
<i>Леонов В.А., Пыжов А.М., Дробышев А.И.</i> Наблюдение метеоров с помощью ИСО в атмосфере Земли	52
<i>Шугаров А.С.</i> Широкоугольные телескопы класса 1 м умеренной стоимости	55
<i>Шугаров А.С., Шмагин В.Е., Буслаева А.И., Шустов Б.М.</i> Оптический телескоп с полем зрения 3.75° с преапертурным поворотным зеркалом с областью наведения $50^\circ \times 120^\circ$ для космической системы обнаружения декаметровых астероидов (проект СОДА)	60

Contents

<i>Bakhtigaraev N.S.</i> Strangeness of translational and rotational motion of the geosynchronous object 10294 according to optical observations	33
<i>Savanov I.S., Dmitrienko E.S.</i> TESS observations of KIC 7739728 — a new FK Com type star candidate	38
<i>Isakova P. B., Pavlyuchenkov Ya. N.</i> Elementary analitical models of atmosphere	41
<i>Leonov V.A., Pyzhov A.M., Drobyszhev A.I.</i> Observing meteors by creating ALC in the Earth's atmosphere	52
<i>Shugarov A.S.</i> 1 m class wide field telescopes of moderate price	55
<i>Shugarov A.S., Shmagin V.E., Buslaeva A.I., Shustov B.M.</i> Optical telescope with 3.75° field of view and pre-aperture slewing mirror with observation area of $50^\circ \times 120^\circ$ for the system of observation of day time asteroids (the SODA project)	60