

Федеральное государственное  
бюджетное учреждение науки  
ИНСТИТУТ АСТРОНОМИИ  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

**Научные труды  
Института астрономии РАН  
Том 4**

Москва  
Янус-К  
2019

УДК 52  
ББК 22.6  
НЗ4

**НЗ4 Научные труды Института астрономии РАН. Том 4.** —  
М.: Изд-во Янус-К, 2019, 420 с., илл.

ISSN 2658-5669

**Редколлегия**

Д.В. Бисикало, Б.М. Шустов, С.И. Барабанов, Д.З. Вибе, О.Ю. Малков, Л.И. Машонкина, М.Е. Сачков, В.И. Шематович

Научные труды Института астрономии РАН представляют собой собрание рецензируемых научных статей, посвященных различным аспектам астрономии.

На обложке использована иллюстрация из статьи Сичевского и др. (стр. 140).

© ИНАСАН, 2019

© Коллектив авторов, 2019

ISSN 2658-5669

# Образование звезд и планет

## Размеры протопланетных дисков

Акимкин В.В.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

С введением в строй мм-интерферометра ALMA появилась возможность массового определения размеров протопланетных дисков в ближайших областях звездообразования. Данные оценки проводятся как для газовой компоненты по излучению молекулы CO, так и для пылевой компоненты по излучению в континууме. В данной работе на основе гидродинамического моделирования представлена эволюция физических и видимых размеров протопланетного диска с типичными параметрами. Показано, что в то время как физический размер газового диска растет со временем из-за вязкого расширения, физический размер пылевого диска уменьшается за счет эффектов эволюции пыли. Видимый же размер пылевого диска зависит от длины волны наблюдений и немонотонно эволюционирует на масштабе миллиона лет.

### Protoplanetary disk sizes

Akimkin V.V.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

With the commissioning of the ALMA mm-interferometer, it became feasible to massively determine sizes of protoplanetary disks in the nearest star-forming regions. These estimates are possible both for the gas component using CO molecule emission and for the dust component using corresponding continuum emission. In this contribution, we present the evolution of the physical and visible sizes of a typical protoplanetary disk based on hydrodynamic simulations. We show that while the physical size of the gas disk increases with time due to the viscous spreading, the physical size of the dust disk decreases due to the effects of dust evolution. The visible size of the dust disk depends on the observational wavelength and evolves nonmonotonically on a scale of a million years.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.001

### 1. Введение

Типичные размеры протопланетных дисков составляют десятки и сотни астрономических единиц, а расстояния до ближайших из них около 100–200 пк. Это накладывает строгие ограничения на разрешающую способность инструментов ( $\sim 0.1'' - 1''$ ) для получения изображений протопланетных дисков, что возможно сейчас в ближнем ИК

и радио-диапазонах. В работе [1] представлено определение видимых размеров протопланетных дисков в области звездообразования в созвездии Волка на основе линии излучения CO, попадающей в полосу 6 (Band 6) интерферометра ALMA. Эти размеры, соответствующие газовому диску, оказываются примерно в два раза больше размеров, определенных по пылевому континууму. Подобная диспропорция связывается с эволюцией пыли и эффектами оптической толщины, что сейчас активно исследуется теоретически [2, 3].

В данной работе исследовано изменение внешних радиусов газовой и пылевой подсистем типичного протопланетного диска на основе численного моделирования гидродинамическим кодом FEOSAD [4].

## 2. Модель

Гидродинамический код FEOSAD [4] позволяет моделировать динамику газа и пыли в самогравитирующем протопланетном диске. Пылевая подсистема представлена двумя фракциями пылинок — мелкими мономерами, динамически замороженными в газ, и дрейфующими сквозь газ крупными агрегатами, получающимися в ходе коагуляции мономеров. Учтен также обратный процесс перехода вещества из крупной в мелкую пылевую фракцию за счет фрагментации агрегатов при столкновениях с высокой скоростью. Код FEOSAD описывает эволюцию молодых звездных объектов с ранней погруженной стадии до стадии T Тельца на масштабе миллионов лет. По сравнению с теоретической моделью, представленной нами в работе [4], мы усовершенствовали трактовку эволюции пыли [5] и обмен импульсом между газовой и пылевой подсистемами [6].

На рис. 1 представлены распределение поверхностной плотности пыли, размер крупных пылинок и интенсивность их теплового излучения на длине волны 1.3 мм (ALMA Band 6) для моментов времени 0.15 и 1 млн. лет. На ранней стадии развивается характерная спиральная структура, вызванная гравитационной неустойчивостью диска, в то время как на поздней стадии масса диска падает, он становится осесимметричным и эволюционирует на вязкой шкале времени. Видно, что размер пылинок становится сравнимым с длиной волны наблюдений уже на ранней стадии эволюции, что приводит к заметным отличиям физического и видимого размера диска (ср. левый и правый столбцы на рис. 1).

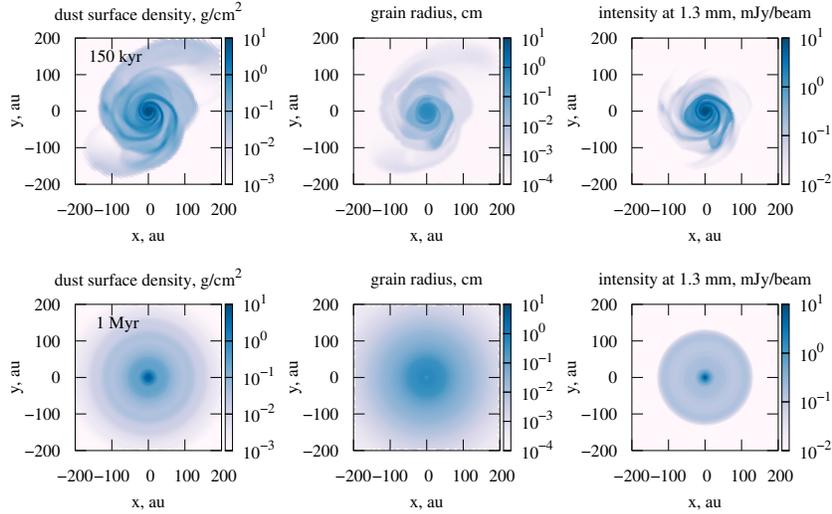


Рис. 1: Карта пространственного распределения поверхностной плотности пыли (левый столбец), размера крупных пылинок (средний столбец) и интенсивности излучения пыли на длине волны 1.3 мм (правый столбец) для двух моментов времени — 0.15 и 1 млн. лет (верхняя и нижняя строка, соответственно).

### 3. Физические и видимые размеры диска

Пространственное распределение вещества и его детектируемого излучения могут отличаться. Для целей данной работы физическим размером диска будем считать радиус, внутри которого лежит 90% его массы. Поскольку крупные пылинки могут дрейфовать сквозь газ, подобное определение может приводить к различным физическим радиусам для газовой и пылевой подсистем. На газ кроме гравитации звезды действует также сила, связанная с радиальным градиентом давления, что приводит к некеплеровой скорости его вращения. В результате пылинки могут приобретать или терять угловой момент из-за трения с газом и дрейфовать в сторону максимумов давления газа, что в основном приводит к их дрейфу в сторону центральной звезды. Это должно приводить к меньшим физическим размерам пылевого диска по сравнению с газовым.

Определение видимых размеров дисков на основе реальных наблюдательных данных является неоднозначной задачей, поскольку

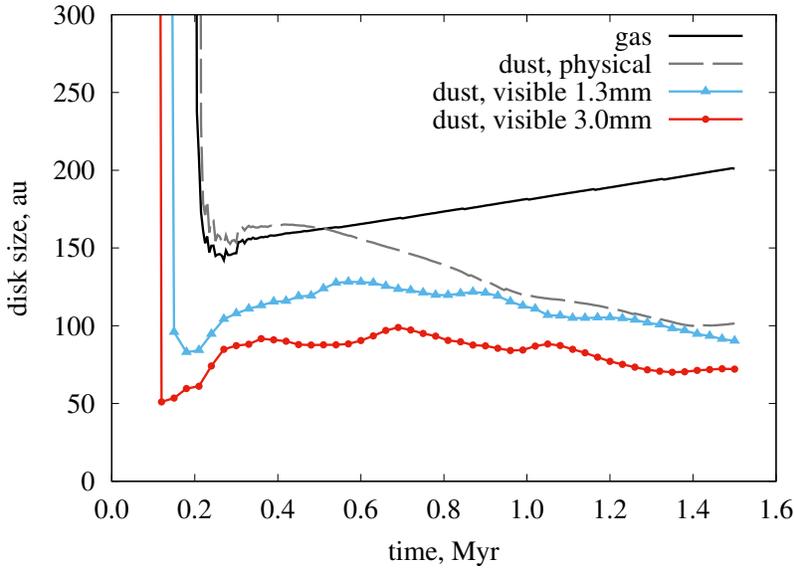


Рис. 2: Эволюция физических и видимых размеров протопланетного диска.

телескопы имеют ограниченную чувствительность. Однако в случае теоретических синтетических изображений видимый размер диска разумно определить как радиус, внутри которого находится 90% излучения. Видимые размеры газового диска определяются по трейсерам молекулярного водорода (например, молекуле CO) и в данной работе не будут рассмотрены. Видимый размер пылевого диска мы будем находить в предположении, что интенсивность приходящего теплового излучения определяется по стандартной формуле  $I_\nu = B_\nu(T_d)(1 - \exp(-\kappa_\nu \Sigma_d))$ , где  $B_\nu$  — функция Планка,  $T_d, \Sigma_d$  — температура и поверхностная плотность пыли, а коэффициент непрозрачности  $\kappa_\nu$  посчитан для пылинок заданного размера с помощью теории Ми для смеси силикатных и углеродных частиц в массовой пропорции 4:1.

На рис. 2 представлена полученная в результате гидродинамического моделирования эволюция физических размеров газового и пылевого диска, а также видимого размера пылевого диска на двух длинах волн — 1.3 мм (ALMA Band 6) и 3 мм (ALMA Band 3). Физический

размер газового диска (сплошная линия) с момента 300 тыс. лет линейно растет из-за вязкого расширения  $\alpha$ -диска ( $t_{\text{visc}} \sim r_{\text{out}}^2/\nu_v, \nu_v \sim r$ ). Видно, что он почти всегда превышает физический размер пылевого диска (штриховая линия), что связано с упомянутым выше радиальным дрейфом пыли. Видимые размеры пылевого диска зависят от длины волны наблюдений и немонотонно меняются в ходе эволюции диска. Внешний радиус диска во многом определяется падением коэффициента поглощения  $\kappa_\nu$  в области, где размер пылинок становится меньше  $\lambda/2\pi$ . Это, в совокупности с отрицательным радиальным градиентом размеров пылинок в диске, приводит к тому, что на более коротких длинах волн диск выглядит крупнее. Из-за ограниченной чувствительности телескопов и падения потока излучения от диска с длиной волны в дальнем ИК различие в видимых размерах пылевых дисков на различных длинах волн в реальных наблюдениях должно быть еще более выраженным.

#### 4. Заключение

В данной работе мы показываем, как физические и видимые размеры протопланетного диска с типичными параметрами эволюционируют в рамках гидродинамической модели самогравитирующего диска с газовой и пылевой подсистемами. Физический размер газового диска (радиус, содержащий 90% массы газа) увеличивается после его формирования из-за вязкого расширения, в то время как физический размер пылевого диска уменьшается из-за радиального дрейфа пыли. Видимый размер пылевого диска в дальнем ИК (радиус, содержащий 90% приходящего излучения) зависит от длины волны и немонотонно меняется в ходе эволюции диска.

#### Список литературы

1. M. Ansdell, J. P. Williams, L. Trapman, S. E. van Terwisga, et al., *ApJ*, **859**, 21, 2018.
2. G. P. Rosotti, M. Tazzari, R. A. Booth, L. Testi, G. Lodato, and C. Clarke, *MNRAS*, **486**, 4829, 2019.
3. L. Trapman, S. Facchini, M. R. Hogerheijde, E. F. van Dishoeck, and S. Bruderer, *arXiv e-prints*, arXiv:1903.06190, 2019.
4. E. I. Vorobyov, V. Akimkin, O. Stoyanovskaya, Y. Pavlyuchenkov, and H. B. Liu, *A&A*, **614**, A98, 2018.
5. V. V. Akimkin, in *A. A. Boyarchuk Memorial Conference*, 290–295 (2018).
6. O. P. Stoyanovskaya, V. V. Akimkin, E. I. Vorobyov, T. A. Glushko, Y. N. Pavlyuchenkov, V. N. Snytnikov, and N. V. Snytnikov, in *J. of Phys. Conf. Ser.*, volume 1103, 012008 (2018).

---

## Спектральный индекс в дальнем инфракрасном диапазоне для протопланетного диска с пористой пылью

Акимкин В.В., Павлюченков Я.Н.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Слипание мелких микронных пылинок в макроскопические агрегаты считается важным этапом, сопровождающим образование планет в протопланетных дисках. Наличие и свойства суб-миллиметровых пылинок должны оказывать заметное влияние на спектральные характеристики диска в дальнем инфракрасном диапазоне. В данной работе мы моделируем эволюцию газа и пыли в протопланетном диске и исследуем, как в рамках нашей модели наклон спектра (спектральный индекс) в миллиметровом диапазоне зависит от пористости пылевых частиц. Для этого мы используем гидродинамическую код FEOSAD, который описывает динамику самогравитирующего диска с учетом коагуляции, фрагментации и радиального дрейфа пылинок. Мы показываем, что выраженный максимум в радиальном профиле спектрального индекса проявляется для компактной пыли и практически отсутствует для пылинок со степенью пористости 90%, что согласуется с результатами других авторов.

## Far infrared spectral index for protoplanetary disk with porous dust

Akimkin V.V., Pavlyuchenkov Ya.N.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Coagulation of small micron-size dust particles to macroscopic aggregates is considered as an important step accompanying the formation of planets in protoplanetary disks. The presence and properties of sub-millimeter dust grains should have a noticeable effect on the spectral characteristics of the disk in the far infrared part of the spectrum. In this contribution, we model the evolution of gas and dust in a protoplanetary disk and investigate how the slope of the spectrum (spectral index) in the millimeter range depends on the porosity of the dust particles within our model. For this we use the hydrodynamic code FEOSAD, which describes the dynamics of a self-gravitating disk, taking into account coagulation, fragmentation and radial drift of dust grains. We show that a notable maximum in the radial profile of the spectral index appears for compact grains and is practically absent for dust particles with a porosity of 90%, which is consistent with the results of other authors.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.002

## 1. Введение

Наклон в спектральном распределении энергии в дальнем инфракрасном диапазоне используется для оценки размеров пылинок в протопланетных дисках [1, 2]. Спектральный индекс определяется как наклон в частотной зависимости интенсивности приходящего излучения  $I_\nu$  как

$$\alpha = \frac{d \lg I_\nu}{d \lg \nu}. \quad (1)$$

Если интенсивность излучения задается в виде модифицированной функции Планка  $I_\nu = B_\nu(T)(1 - \exp(-\tau_\nu))$ , то можно легко показать, что спектральный индекс  $\alpha$  может быть представлен в виде

$$\alpha = 3 - \frac{x}{1 - e^{-x}} + \frac{\tau_\nu}{e^{\tau_\nu} - 1} \beta, \quad (2)$$

где  $x = h\nu/k_B T$ , а индекс непрозрачности  $\beta$  характеризует частотную зависимость коэффициента поглощения пыли  $\kappa_\nu = \kappa_0(\nu/\nu_0)^\beta$ , входящего в оптическую толщину  $\tau_\nu = \kappa_\nu \Sigma_d$ . Здесь  $\Sigma_d$  — поверхностная плотность пыли. В случае оптически тонкой среды, излучающей в релей-джинсовской области спектра ( $x \ll 1$ ), имеем  $\alpha = 2 + \beta$ . Тогда всякие вариации в  $\beta$ , определяемые, например, размерами частиц, должны отражаться в соответствующем изменении  $\alpha$ . Если же среда оптически толстая, то  $\alpha = 2$  вне зависимости от оптических свойств пылинок.

В работе [3] нами было показано, что максимумы в наблюдаемом распределении  $\alpha$  по протопланетному диску соответствуют местам локализации пылинок с размерами  $a \approx \lambda/2\pi$ , где  $\lambda$  — длина волны наблюдений. Данный результат был получен в предположении о компактности пылинок. Целью данной работы является получение соответствующих радиальных профилей  $\alpha$  для пористых частиц.

## 2. Радиальный профиль спектрального индекса

Индекс непрозрачности  $\beta$  в случае компактных сферических частиц сильно увеличивается, если размер частиц близок к длине волны наблюдений  $a \approx \lambda/2\pi$ . Это связано с сильной интерференцией рассеянного света в таких частицах. Однако подобный максимум практически отсутствует, если частицы существенно пористые [4]. На рис. 1 мы приводим сравнение зависимости  $\beta(a)$  для компактных сферических частиц (сплошная линия) и частиц с пористостью 90% (штриховая линия; доля объема  $f$ , занимаемого твердым веществом в пылинке, равна 10%). Для расчета оптических свойств была использована теория

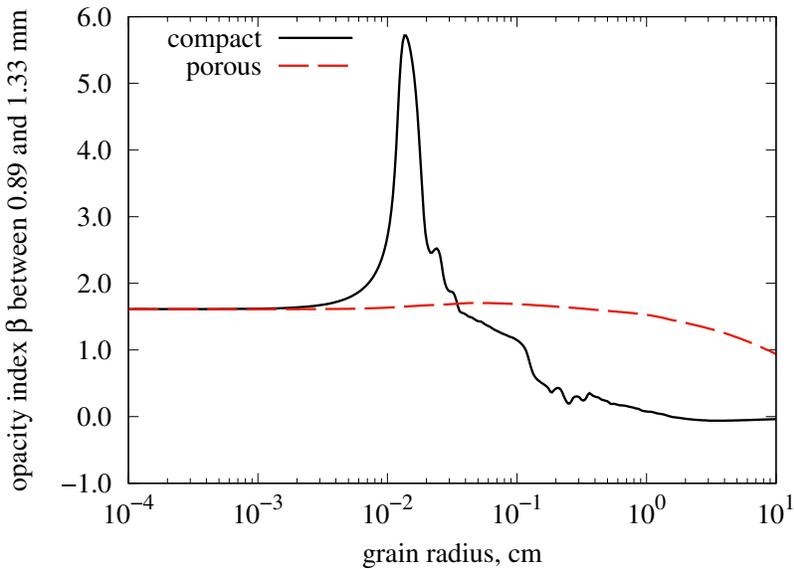


Рис. 1: Зависимость индекса непрозрачности  $\beta$  между 0.89 и 1.33 мм от размера пылинки для случаев компактной (сплошная линия) и пористой (штриховая линия;  $f = 0.1$ ) пыли.

Ми, коэффициенты преломления пористых пылинок рассчитывались в рамках теории эффективной среды, химический состав предполагался чисто силикатным. Длины волн, между которыми определялся индекс непрозрачности, были выбраны в центрах полос 6 и 7 интерферометра ALMA (1.33 и 0.89 мм, соответственно).

Для расчета физической структуры протопланетного диска был использован гидродинамический код FEOSAD [5], который прослеживает динамику пыли и газа в протозвездных и протопланетных дисках. Помимо динамики при моделировании также учитывается коагуляция и фрагментация пылинок, что позволяет прослеживать изменение их размеров в различных частях диска. В данной работе мы используем усовершенствованную модель слипания частиц по сравнению с [3] (были детально учтены процессы перехода массы между мелкими и крупными частицами; [6]). Поэтому помимо рассмотрения пористых частиц дополнительной целью данной работы служит также проверка выводов [3] по компактным частицам, но в рамках

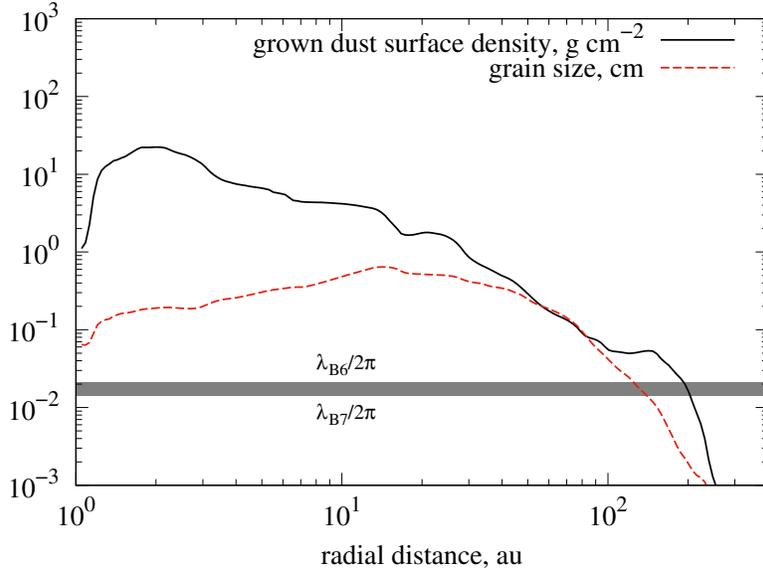


Рис. 2: Радиальные профили поверхностной плотности крупной пыли и ее размера из гидродинамической модели диска в момент времени 0.5 млн. лет с начала коллапса облака. Серой полосой показан диапазон размеров компактных пылинок, для которых индекс непрозрачности  $\beta_{B6/B7}$  имеет выраженный максимум. Длины волн  $\lambda_{B6} = 1.33$  мм и  $\lambda_{B7} = 0.89$  мм соответствуют полосам 6 и 7 (Band 6 и Band 7) телескопа ALMA.

усовершенствованной модели эволюции пыли. Радиальные профили поверхностной плотности газа и размера выросшей пыли приведены на рис. 2. Серой полосой отмечен диапазон размеров компактных пылинок, которые дают выраженный максимум в индексе непрозрачности  $\beta$ . Видно, что данный размер имеют пылинки, находящиеся между 100 и 150 а.е., именно они должны давать выраженный максимум в радиальном профиле  $\alpha$ , если среда оптически тонкая.

На рис. 3 представлен соответствующий радиальный профиль  $\alpha$  для случаев компактной и пористой пыли (сплошная и штриховая линии, соответственно). Виден ожидаемый максимум в  $\alpha$  за 100 а.е., а области внутри 10 а.е. являются оптически толстыми, и в них  $\alpha \approx 2$ . Од-

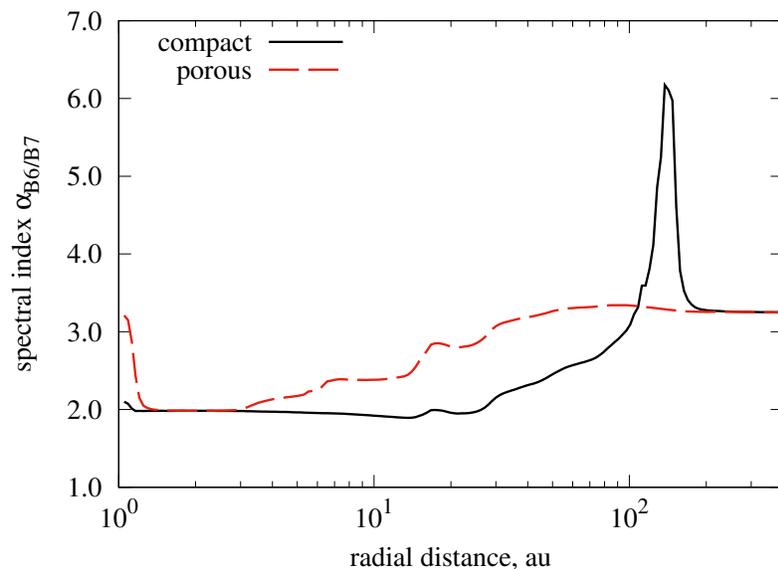


Рис. 3: Радиальный профиль спектрального индекса  $\alpha_{B6/B7}$  в используемой модели диска для случаев компактной (сплошная линия) и пористой (штриховая линия;  $f = 0.1$ ) пыли.

нако пористые частицы не приводят к появлению сильных максимумов, а оптически толстые области диска заметно компактнее ( $< 3$  а.е.).

#### 4. Заключение

В данной работе мы показываем, как наклон в спектре теплового излучения пыли  $\alpha$  в модели протопланетного диска зависит от пористости пылевых частиц. Для этого мы используем гидродинамический код FEOSAD, описывающий эволюцию молодых звездных объектов с начала коллапса ядра молекулярного облака вплоть до стадии звезды типа Т Тельца. В случае компактных сферических частиц возникает максимум в спектральном индексе ( $\alpha > 4$ ) в тех областях диска, где пылинки имеют размер  $\approx \lambda/2\pi$ . Однако при высокой пористости пылинок ( $> 90\%$ ) данный максимум пропадает, и значения  $\alpha$  в диске не превышает 3.5. Будущие наблюдения с высоким пространственным разрешением могут быть тем самым использованы для оценок сте-

пени пористости. Высокий спектральный индекс ( $\alpha > 4$ ) является признаком наличия компактных частиц.

### Список литературы

1. M. Tazzari, L. Testi, B. Ercolano, A. Natta, et al., *A&A*, **588**, A53, 2016.
2. C. Agurto-Gangas, J. E. Pineda, L. Szűcs, L. Testi, et al., *A&A*, **623**, A147, 2019.
3. Y. Pavlyuchenkov, V. Akimkin, D. Wiebe, and E. Vorobyov, *MNRAS*, **486**, 3907, 2019.
4. A. Kataoka, S. Okuzumi, H. Tanaka, and H. Nomura, *A&A*, **568**, A42, 2014.
5. E. I. Vorobyov, V. Akimkin, O. Stoyanovskaya, Y. Pavlyuchenkov, and H. B. Liu, *A&A*, **614**, A98, 2018.
6. V. V. Akimkin, in *A. A. Boyarchuk Memorial Conference*, 290–295 (2018).

---

## Моделирование инфракрасных спектров областей HII

Топчиева А.П., Павлюченков Я.Н., Акимкин В.В.,  
Кирсанова М.С.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Массивные звезды формируют возле себя области ионизованного (HII) водорода. Расширяясь со временем, области HII оказывают существенное влияние на межзвездную среду. Важную информацию о структуре этих объектов несут наблюдения в инфракрасном (ИК) диапазоне, однако интерпретация ИК спектров областей HII остается сложной задачей, что связано с богатством физических процессов, ответственных за формирование ИК спектра. В данной работе исследована зависимость ИК спектра излучения рассматриваемого объема области HII от его расстояния до звезды и от содержания полициклических ароматических углеводородов (ПАУ) в общей массе пыли. Представлены также результаты моделирования ИК излучения на основе нашей химико-динамической модели области HII.

### The simulation of infrared spectra towards HII regions

Topchieva A.P., Pavlyuchenkov Ya.N., Akimkin V.V., Kirsanova M.S.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Massive stars form regions of ionized hydrogen (HII) around themselves. Expanding over time, HII regions have a significant effect on the interstellar medium. Important information about the structure of these objects is provided by observations in the infrared (IR) range, however, the interpretation of the IR spectra remains challenging, due to a wealth of physical processes, which are responsible for the formation of the IR spectrum. We investigate how the IR emission spectrum of the considered volume inside the HII region depends on its distance to the star, and on the abundance of PAH particles in the total mass of dust. We present also the results of IR simulations based on our chemo-dynamical model of the HII region.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.003

### 1. Введение

Массивные звезды сразу после рождения формируют возле себя области ионизованного (HII) водорода. Расширяясь со временем, области HII достигают размеров в несколько парсек, оказывая существенное влияние на межзвездную среду. Важную информацию о структуре

данных объектов позволяют получить наблюдения в инфракрасном (ИК) диапазоне. Источником ИК излучения в областях НП является пыль, нагреваемая мощным ультрафиолетовым (УФ) излучением центральной звезды и переизлучающая накопленную энергию в ИК и миллиметровом диапазонах. В инфракрасном диапазоне области НП часто выглядят как кольцеобразные туманности, которые также называют инфракрасными пузырями. Существенный прогресс в изучении исследуемых объектов связан с работой космических ИК телескопов «Spitzer» и «Herschel», позволивших открыть тысячи подобных объектов [1, 2]. Для многих инфракрасных пузырей получены подробные карты излучения в диапазоне 8–500 микрон, которые составляют хорошую базу для детального изучения этих объектов.

Однако несмотря на значительный наблюдательный прогресс, интерпретация ИК спектров областей НП остается сложной задачей. Это связано с богатством физических процессов, которые ответственны за формирование ИК спектра. Многочисленные теоретические и экспериментальные исследования показали, что при интерпретации спектров областей НП необходимо рассматривать ряд факторов, без учета которых не удастся воспроизвести их особенности [3]. Во-первых, пыль в областях НП, как и в целом в межзвездной среде обладает сложными свойствами: в ней присутствуют пылинки различных размеров и различного химического состава. Наиболее мелкие пылинки — полициклические ароматические углеводороды (ПАУ) — состоят всего из нескольких десятков атомов углерода и по свойствам близки к макромолекулам. В то же время наиболее крупные углеродистые и силикатные пылинки могут достигать размеров долей микрона. Во-вторых, пылинки малого и крупного размеров излучают по-разному. Крупные пылинки находятся в состоянии лучистого равновесия с внешним полем излучения, т.е. обладают определенной температурой. В то же время тепловая энергия ПАУ-частиц сопоставима с энергией единичных УФ квантов, поэтому их температура флуктуирует со временем: при поглощении УФ кванта пылинка резко нагревается, а затем остывает за счет теплового излучения. В результате спектр излучения таких мелких пылинок кардинально отличается от спектра излучения крупных пылинок. В частности, спектр в диапазоне 3–24 микрон формируется практически исключительно ПАУ-частицами. В-третьих, пыль не является неизменной субстанцией — она эволюционирует вместе с областью НП: пылинки разрушаются под действием УФ излучения и горячего газа, растут и разрушаются за счет взаимных столкновений, на них влияют звездный ветер и дав-

ление излучения. Наряду с общим движением газа и пыли в области НП это приводит к неоднородному распределению пыли по источнику.

Целью данной работы является моделирование ИК излучения областей НП и исследование факторов, влияющих на параметры этого излучения.

## 2. Методика и результаты моделирования

Для изучения факторов, влияющих на формирование ИК излучения в областях НП мы используем два различных подхода. В рамках первого подхода рассчитывается спектр излучения элементарного объема среды с заданными параметрами пыли и внешнего поля излучения. При таком подходе структура самой области НП не моделируется, и предполагается, что ультрафиолетовое излучение центральной звезды беспрепятственно доходит до рассматриваемого элементарного объема среды. Распределение пыли по размерам и ее химический состав берутся из работы [4]. Для расчета тепловых параметров рассматриваемого объема и спектра его излучения используется общедоступная программа DustEM [5]. Особенностью этой программы является учет стохастического нагрева пылинок, их сложного химического состава и произвольного внешнего поля излучения.

В рамках данного подхода мы исследовали зависимость ИК спектра излучения рассматриваемого объема от его расстояния до звезды, а также зависимость спектра от содержания ПАУ-частиц в общей массе пыли. Результаты расчетов приведены на рис. 1. Очевидно, что при увеличении расстояния интенсивность ИК излучения пыли падает во всем диапазоне длин волн. Более интересно, что с увеличением расстояния от звезды отношение интенсивностей на 8 и 24 микронах  $I_8/I_{24}$  растет. Этот рост связан со спецификой нагрева мелких и крупных пылинок. Действительно, максимальная температура мелких пылинок (ПАУ), определяющих основной вклад в излучение на 8 мкм, не зависит от расстояния до звезды, поскольку она определяется единичными УФ квантами. В то же время температура более крупных пылинок, вносящих максимальный вклад на 24 мкм, зависит от средней интенсивности внешнего излучения и потому падает с расстоянием. Как следствие, отношение интенсивностей  $I_8/I_{24}$  растет с расстоянием. Прогнозируемым результатом является также рост интенсивности излучения в диапазоне 4–16 микрон при повышении содержания ПАУ-частиц. Использованный подход оказался удобным для быстрого предварительного анализа факторов, влияющих на параметры ИК спектра.

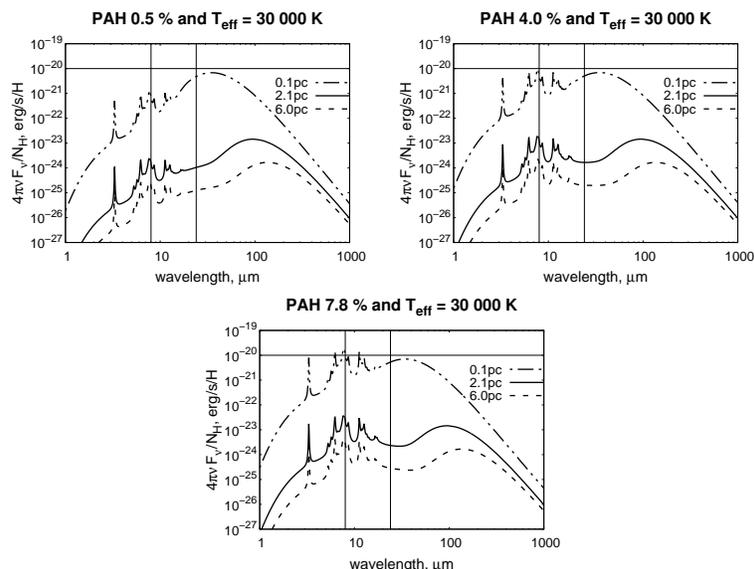


Рис. 1: Спектральные распределения энергии, вычисленные с помощью программы DustEM для элементарного объема среды при фиксированной температуре звезды  $T = 3 \times 10^4$  К. Разными линиями показаны спектры для объемов, расположенных на различных расстояниях от звезды. Верхняя, средняя и нижняя панели соответствуют различному содержанию ПАУ. Вертикальные линии соответствуют длинам волн 8 и 24 микрон.

В рамках второго подхода моделируется полная физическая структура области НII, и рассчитываются распределения интенсивности ИК излучения. Структура области НII моделируется с помощью программного комплекса MARION, описанного в работах [6, 7, 8]. Структура области НII рассчитывается путем моделирования ее эволюции с учетом ключевых газодинамических, тепловых и химических процессов. В этой модели учитывается также дрейф пыли под воздействием светового давления. Для расчетов спектров ИК излучения используется программный комплекс NATALY [3].

Результаты моделирования радиального профиля интенсивности излучения на 8 микронах и его сравнение с наблюдениями кольцеобразной туманности N14 показано на рис. 2. Видно, что теоретические

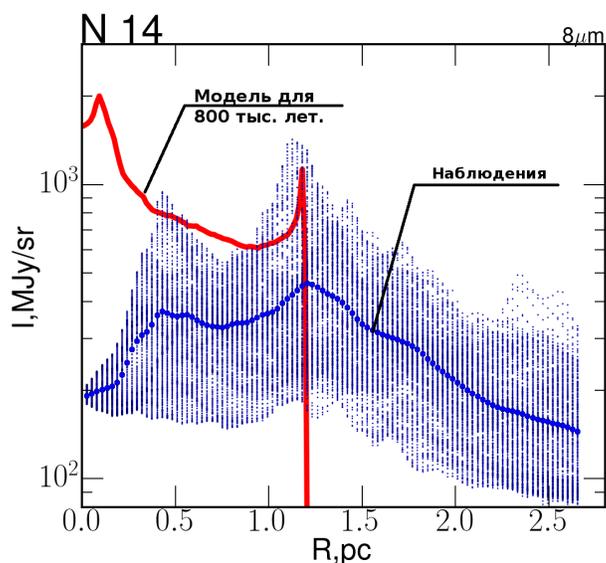


Рис. 2: Радиальные распределения интенсивности излучения на 8 мкм для кольцеобразной туманности N14. Мелкими точками показаны наблюдаемые значения для всех азимутов. Крупными точками показан усредненный по азимуту наблюдательный профиль. Жирной линией показано теоретическое распределение для модели НП с температурой звезды 37000 К и возрастом 800 тыс. лет.

и наблюдательные интенсивности по направлению на внешнее кольцо (1.2 парсек) близки, что говорит в пользу модели. Положение пика в модели зависит от возраста области НП, что позволяет оценить ее возраст. Полученное распределение соответствует возрасту 800 тыс. лет. Существенным отличием модельного и наблюдательного профиля является их расхождение во внутренней области. Это свидетельствует, что в модели не учтен какой-то механизм, ответственный за отсутствие мелкой пыли во внутренней области.

Таким образом, моделирование ИК излучения является мощным инструментом проверки физических моделей областей НП. С его помощью мы планируем более подробно исследовать роль механизмов, которые могут быть ответственны за эволюцию пыли в областях НП.

Данная работа была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» и грантом РФФИ 18-32-00384.

### Список литературы

1. L. Deharveng, F. Schuller, L. D. Anderson, A. Zavagno, et al., *A&A*, **523**, A6, 2010.
2. L. D. Anderson, T. M. Bania, D. S. Balser, V. Cunningham, T. V. Wenger, B. M. Johnstone, and W. P. Armentrout, *ApJS*, **212**, 1, 2014.
3. Y. N. Pavlyuchenkov, M. S. Kirsanova, and D. S. Wiebe, *Astron. Rep.*, **57**, 573, 2013.
4. J. C. Weingartner and B. T. Draine, *ApJ*, **548**, 296, 2001.
5. M. Compiègne, L. Verstraete, A. Jones, J.-P. Bernard, et al., *A&A*, **525**, A103, 2011.
6. M. S. Kirsanova, D. S. Wiebe, and A. M. Sobolev, *Astron. Rep.*, **53**, 611, 2009.
7. V. V. Akimkin, M. S. Kirsanova, Y. N. Pavlyuchenkov, and D. S. Wiebe, *MNRAS*, **449**, 440, 2015.
8. V. V. Akimkin, M. S. Kirsanova, Y. N. Pavlyuchenkov, and D. S. Wiebe, *MNRAS*, **469**, 630, 2017.

---

## Связь галактических областей HII с внегалактическими областями звездообразования

Топчиева А.П., Вибе Д.З.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

В работе сопоставляются инфракрасные наблюдения галактических областей ионизованного водорода и внегалактических комплексов звездообразования. Анализируется роль возможной зависимости инфракрасных потоков областей HII от эффективной температуры ионизирующей звезды. Показано, что если внегалактический комплекс ионизованного водорода можно представить в качестве ансамбля областей HII, аналогичных областям HII в нашей Галактике, в модельных комплексах звездообразования с массой менее  $30000 M_{\odot}$  наблюдается зависимость отношения потоков на 8 и 24 мкм от массы комплекса.

## Connection between Galactic HII regions and extragalactic star forming complexes

Topchieva A. P., Wiebe D. S.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

In this paper we relate infrared observations of Galactic regions of ionized hydrogen with those for extragalactic star forming complexes. We analyze a role of the possible dependence of infrared fluxes from HII regions on the effective temperature of an ionizing star. It is shown that if an extragalactic star-forming complex can be represented as an ensemble of HII regions, analogous to Galactic HII regions, in model star-forming complexes with mass less than  $30000 M_{\odot}$  we obtain a dependence between 8 and 24 micron flux ration and the complex mass.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.004

### 1. Введение

Изучение процессов, происходящих в областях звездообразования на различных пространственных масштабах, важно для понимания того, как образуются звезды различных спектральных классов, в том числе O-B звезды. В нашей Галактике у нас есть возможность в подробностях наблюдать формирование отдельных звезд и небольших звездных групп, однако попытки выявить более масштабную картину

и вывести общие закономерности сталкиваются с трудностями, которые связаны как с проблемами наблюдений, так и с тем, что в нашей Галактике мы можем наблюдать процессы звездообразования и (более широко) эволюции межзвездного вещества лишь в ограниченном диапазоне физических параметров (интенсивности поля излучения, металличности и пр.). Исследовать особенности звездообразования при других параметрах и на большем пространственном масштабе позволяют наблюдения внегалактических областей звездообразования, однако в этом случае (за исключением ближайших систем) в большинстве спектральных диапазонов имеется возможность наблюдения лишь самых крупномасштабных структур, связанных с рождением звезд, — комплексов звездообразования (КЗО), имеющих размеры, измеряемые сотнями пк [1].

В Институте астрономии РАН проводятся исследования звездообразования как в нашей Галактике, так и за ее пределами. В близких окрестностях признаком недавнего (или текущего) эпизода звездообразования являются области ионизованного водорода (НИ), порождаемые массивными звездами. Они не только позволяют диагностировать ранние стадии звездообразования, но и в значительной степени определяют структуру распределения межзвездного вещества в нашей Галактике. Эти объекты привлекают к себе значительное внимание наблюдателей, включаются в многочисленные каталоги [2, 3, 4] и становятся объектом численного моделирования, например [5]. Их изучение позволяет в деталях рассмотреть эволюцию индивидуальных областей НИ, их воздействие на молекулярный газ, возможный вклад в стимулированное звездообразование [6] и эволюцию пыли [5].

Внегалактические КЗО не могут быть разделены на отдельные регионы. Зачастую они объединяют в себе большое количество объектов разного происхождения. С их помощью можно исследовать общие закономерности в эволюции межзвездной среды (МЗС) и выявлять корреляции между различными параметрами МЗС, как это было сделано в работах [7, 8]. Однако возможность рассматривать области и комплексы звездообразования на различных пространственных масштабах заставляет задаться вопросом о соотношении этих наблюдений друг с другом. В данной работе мы исследуем связь наблюдений галактических областей НИ и внегалактических КЗО, опираясь на упрощенное представление комплекса звездообразования как совокупности отдельных областей ионизованного водорода. Нас интересует, главным образом, излучение пыли в инфракрасном диапазоне, а основным источником такого излучения является вещество в непо-

средственных окрестностях массивных звезд, то есть в окрестностях областей НII, поэтому такое представление кажется приемлемым.

## 2. «Искусственные» КЗО и инфракрасные потоки

Мы предполагаем рассматривать, главным образом, данные наблюдений на космическом телескопе «Spitzer» на длинах волн 8 и 24 мкм, полученные с помощью камер IRAC [9] и MIPS [10]. В эти полосы попадает излучение полициклических ароматических углеводородов (ПАУ), очень мелких пылинок и горячих крупных пылинок. Отношение потоков на 8 и 24 мкм может служить мерой массовой доли ПАУ в общей массе пыли [11] в областях ионизованного водорода. В работе [12] на основании радиопотоков на 20 см была оценена эффективная температура ионизирующих звезд для 42 областей НII с минимальным значением около 28 тыс. К и максимальным значением около 40 тыс. К. Для учета возможной неполноты выборки мы несколько расширим диапазон и примем, что температура звезды, способной сформировать область НII, составляет от 25000 К до 40000 К. По данным из работы [13] мы построили соотношение между эффективной температурой звезды  $T_{\text{eff}}$  и ее массой  $m$ :

$$\log m = -132.2 + 95.82 \log T_{\text{eff}} - 23.36 \log T_{\text{eff}}^2 + 1.924 \log T_{\text{eff}}^3. \quad (1)$$

Принятым температурным границам соответствуют значения массы от  $11 M_{\odot}$  до  $36 M_{\odot}$ .

Далее, мы будем предполагать, что существует связь между температурой ионизирующей звезды и инфракрасным потоком от созданной ею области ионизованного водорода. Предварительные указания на наличие такой связи есть на рис. 5 работы [12]. Конкретно, мы будем считать, что в заданных нами пределах температуры логарифм потока на 8 мкм в янских линейно меняется от 1.5 до 3.5, а логарифм потока на 24 мкм в тех же единицах меняется от 2 до 3.5.

Если полная масса звезд в комплексе равна  $M_{\text{КЗО}}^*$  и распределение звезд в КЗО по массам  $M$  дается начальной функцией масс Солпитера [14], количество звезд с массой выше заданной равно

$$N_{\text{ion}} = A \int_{M_{\text{ion}}}^{100M_{\odot}} M^{-2.35} M dM, \quad (2)$$

где  $A$  — константа, определяемая из условия нормировки

$$M_{\text{КЗО}}^* = A \int_{0.08M_{\odot}}^{100M_{\odot}} M^{-1.35} M dM, \quad (3)$$

Таблица 1: Минимальная масса КЗО, содержащего хотя бы одну звезду с эффективной температурой  $T_{\text{eff}}$ .

$T_{\text{eff}}, \text{K}$	$M_{\text{КЗО}}, M_{\odot}$
25000	4700
30000	8300
35000	15000
40000	29000

а  $M_{\text{ion}}$  — масса звезды, соответствующая некоторому значению  $T_{\text{eff}}$  из выбранного интервала. Принято, что минимальная возможная масса звезды равна  $0.08M_{\odot}$ , а максимальная —  $100M_{\odot}$ .

В табл. 1 показаны значения масс КЗО, в которых может содержаться хотя бы одна звезда с эффективной температурой из нашего интервала. Предполагалось, что эффективность звездообразования составляет 5%. Очевидно, что при полной массе КЗО выше примерно  $30000 M_{\odot}$  в нем будут присутствовать звезды из всего рассмотренного интервала  $T_{\text{eff}}$ , и отношение потоков на 8 и 24 мкм не будет зависеть от массы комплекса.

В комплексах с полной массой менее  $30000 M_{\odot}$  такая зависимость будет проявляться из-за отсутствия наиболее массивных (горячих) звезд. На рис. 1 показано, как соотносится отношение потоков с массой КЗО при принятой нами зависимости потока от массы (температуры) звезды. Для вычисления потока на данной длине волны использовалось следующее выражение:

$$F = A \int_{M(M_{\text{КЗО}})}^{M_{\text{max}}} F_{8,24}(T_{\text{eff}}(M)) dM. \quad (4)$$

Здесь  $T_{\text{eff}}(M)$  — эффективная температура звезды с массой  $M$  (это соотношение также было получено по данным из [13]), а  $M(M_{\text{КЗО}})$  — минимальная масса звезды, которая присутствует в комплексе с массой  $M_{\text{КЗО}}$  как минимум в одном экземпляре.

Как видно из рисунка, при  $M_{\text{КЗО}} \gtrsim 30000 M_{\odot}$  отношение  $F_8/F_{24}$  выходит на постоянный уровень, а при меньших значениях  $M_{\text{КЗО}}$  заметно снижается.

### 3. Заключение

Нами предпринята попытка соотнести инфракрасные наблюдения областей ионизованного водорода в нашей Галактике с наблюдениями

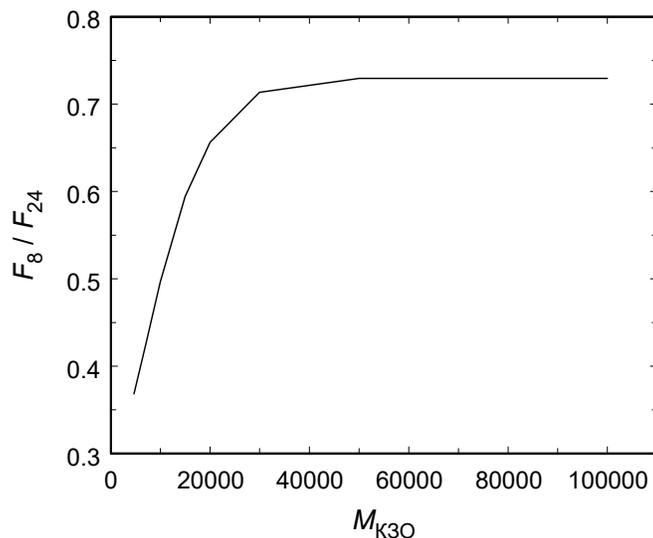


Рис. 1: Зависимость отношения потоков на 8 и 24 мкм от массы КЗО.

внегалактических комплексов ионизованного водорода. Проанализировав выборку галактических областей НII, мы пришли к выводу, что при определенной форме зависимости потоков на 8 и 24 мкм от эффективной температуры ионизирующей звезды отношение этих потоков во внегалактических КЗО может зависеть от их массы, а именно в маломассивных КЗО отношение  $F_8/F_{24}$  снижается из-за отсутствия в этих КЗО наиболее массивных звезд.

Данная работа была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» и грантом РФФИ 18-32-00384.

### Список литературы

1. Y. N. Efremov, *Sov. Astron. Lett.*, **5**, 12, 1979.
2. F. Bufano, P. Leto, D. Carey, G. Umana, et al., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **473**, 3671, 2018.
3. A. Topchieva, D. Wiebe, M. Kirsanova, and V. Krushinsky, in Y. Y. Balega, D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin, eds., *Stars: From Collapse to Collapse*, *ASP Conf. Ser.*, volume 510, 98 (2017).

4. L. D. Anderson, A. Zavagno, M. J. Barlow, P. García-Lario, and A. Noriega-Crespo, *Astronomy and Astrophysics*, **537**, A1, 2012.
5. Y. N. Pavlyuchenkov, M. S. Kirsanova, and D. S. Wiebe, *Astron. Rep.*, **57**, 573, 2013.
6. M. S. Kirsanova, D. S. Wiebe, A. M. Sobolev, C. Henkel, and A. P. Tsivilev, *MNRAS*, **437**, 1593, 2014.
7. K. I. Smirnova, M. S. Murga, D. S. Wiebe, and A. M. Sobolev, *Astron. Rep.*, **61**, 646, 2017.
8. K. I. Smirnova and D. S. Wiebe, *Astron. Rep.*, **63**, 445, 2019.
9. G. G. Fazio, J. L. Hora, L. E. Allen, M. L. N. Ashby, et al., *ApJS*, **154**, 10, 2004.
10. G. H. Rieke, E. T. Young, C. W. Engelbracht, D. M. Kelly, et al., *ApJS*, **154**, 25, 2004.
11. M. S. Khrantsova, D. S. Wiebe, P. A. Boley, and Y. N. Pavlyuchenkov, *MNRAS*, **431**, 2006, 2013.
12. A. P. Topchieva, M. S. Kirsanova, and A. M. Sobolev, *Astron. Rep.*, **62**, 764, 2018.
13. O. Y. Malkov, *MNRAS*, **382**, 1073, 2007.
14. E. E. Salpeter, *ApJ*, **121**, 161, 1955.

---

## Анализ конвективно-неустойчивых областей, возникающих при моделировании эволюции протопланетного диска

Максимова Л.А.<sup>1</sup>, Павлюченков Я.Н.<sup>1</sup>, Воробьев Э.И.<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*НИИ физики, Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия*

<sup>3</sup>*Институт астрофизики, Венский университет, Вена, Австрия*

Образование и эволюция протопланетных дисков являются важными этапами в формировании планетных систем. Однако несмотря на впечатляющие успехи в наблюдениях протопланетных дисков, до сих пор невыясненным остается механизм переноса массы и углового момента. Одним из таких механизмов может быть конвекция, приводящая к турбулизации среды и увеличению вязкости диска. Конвекция в протопланетных дисках — сложный процесс, описание которого требует реалистичных гидродинамических и тепловых моделей. Поэтому роль конвекции в турбулизации диска и его общей эволюции до сих пор плохо изучена. В данной работе проанализированы условия возникновения конвекции для эволюционной модели газового диска FEOSAD, в рамках которой рассчитывается детальная вертикальная структура диска. Показано, что внутренние области модельного диска являются конвективно-неустойчивыми, что приводит к необходимости их учета в будущих моделях.

## Analysis of convectively unstable regions arising in simulations of a protoplanetary disk evolution

Maksimova L.A.<sup>1</sup>, Pavlyuchenkov Ya.N.<sup>1</sup>, Vorobyov E.I.<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Research Institute of Physics, Southern Federal University, Rostov-on-Don, Russia*

<sup>3</sup>*University of Vienna, Department of Astrophysics, Vienna, Austria*

The formation and evolution of protoplanetary disks are important stages of the formation of planetary systems. However, despite the impressive success in observing protoplanetary disks, the mechanism of mass and angular momentum transfer is still an unsolved question. The convection may be one of these mechanisms which leads to turbulization and to a growth of the disk viscosity. The convection in protoplanetary disks is a complex process, so realistic hydrodynamic and thermal models are required to study it. Given the lack of such

a model, the role of convection in general disk evolution is still poorly understood. In this paper, we analyze the conditions for convective instability based on an evolutionary model of a gaseous disk FEOSAD, within which the detailed vertical structure is calculated. It is shown that inner areas of the model disk are convectively unstable, which makes it necessary to take them into account in future models.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.005

## 1. Введение

В последние годы сильно вырос интерес к протопланетным дискам (ПД) благодаря прогрессу в области наблюдений, в частности, возможности получения пространственно-разрешенных изображений дисков с помощью телескопов ALMA, HST, VLTI. Изучение ПД предоставляет возможность узнать больше об одном из ключевых этапов формирования планетных систем.

Несмотря на наблюдательный прогресс, остается ряд нерешенных теоретических проблем физики протопланетных дисков. Одна из них — проблема переноса углового момента. В качестве механизмов переноса углового момента наиболее активно обсуждаются неустойчивости, приводящие к турбулизации среды, такие как магнито-вращательная и гравитационная неустойчивости, см. обзор [1]. До сих пор актуален вопрос о роли конвекции. Впервые идея конвекции как движущей силы для турбулентности была предложена в 1980 г. [2], вызвав большой энтузиазм. Однако по прошествии нескольких десятков лет взгляды на конвекцию как на ключевой механизм переноса углового момента стали не такими оптимистичными. Например, ряд численных расчетов показал, что подобный механизм может приводить к распаду диска на кольца [3]. Более подробный исторический обзор представлен в работе [4]. Тем не менее, с получением более точных изображений ПД и наблюдением кольцеобразных структур в них интерес к гидродинамическим моделям и конвекции в них снова возрос, см., например, [5]. Не прекращаются и теоретические работы по конвекции в дисках [6]. Единства мнений по этому вопросу нет до сих пор. Авторы [1] подчеркивают сложность моделирования и необходимость более тщательных расчетов.

В серии работ Воробьева [7, 8] была разработана детальная двухмерная модель образования и эволюции ПД, с помощью которой были изучены условия фрагментации диска и эпизодическая аккреция газа на звезду, связанная с падением фрагментов. В работе [9] эта модель была преобразована в 2+1-мерную благодаря восстановлению верти-

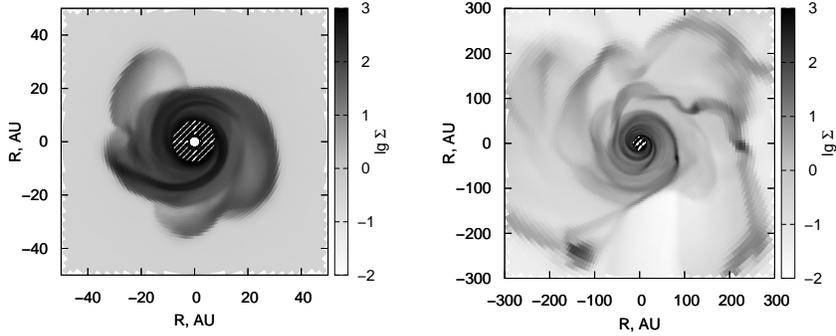


Рис. 1: Распределения поверхностной плотности газа в модельном диске. Левая панель соответствует диску возрастом 0.075 млн. лет, правая — 0.175 млн. лет. Штриховкой показаны конвективно-неустойчивые области.

кальной структуры диска, которое выполняется на каждом временном шаге посредством решения нестационарного уравнения переноса излучения совместно с уравнением вертикального гидростатического равновесия. Поскольку в рамках данной модели доступна полная информация о структуре диска, представляется интересным использовать ее для изучения условий возникновения конвекции в протопланетных дисках.

## 2. Описание модели диска

В качестве базовой модели, описывающей трехмерную структуру диска, мы используем модель из работы [9], где учитываются гидродинамические и тепловые процессы, гравитация от звезды и самогравитация газа, а также эволюция светимости звезды. Ключевые параметры модели: масса протозвездного облака  $M_{\text{core}} = 1.38M_{\odot}$ , начальное отношение вращательной к гравитационной энергии  $2.4 \times 10^{-3}$ , коэффициент физической вязкости в рамках параметризации Шакуры-Сюняева [10]  $\alpha=10^{-3}$ .

На рис. 1 показаны распределения поверхностной плотности газа в модельном диске для времен 0.075 млн. лет и 0.175 млн. лет, отсчитываемых от момента формирования звезды. На момент 0.075 млн. лет выделяется плотный газовый диск внутри 30 а.е., и в нем формируется начальная спиральная структура. На момент времени 0.175 млн. лет диск простирается уже на несколько сотен астрономических

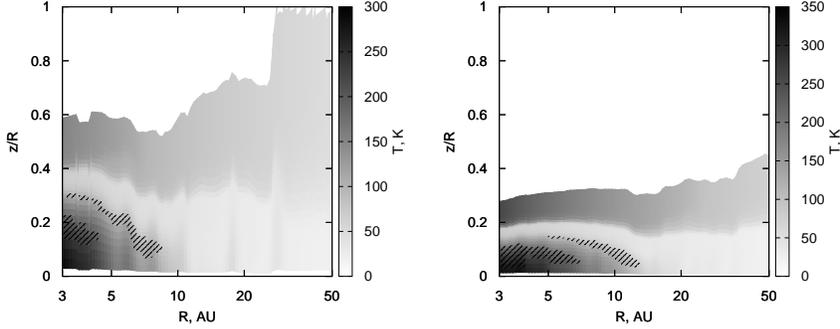


Рис. 2: Распределения температуры в полярном сечении модельного диска. По оси ординат откладывается отношение высоты диска к его радиусу. Левая панель соответствует диску возрастом 0.075 млн. лет, правая — 0.375 млн. лет. Заштрихованная область конвективно-неустойчива.

единиц, и в нем присутствуют несколько гравитационно-связанных фрагментов. На рис. 2 показаны распределения температуры в полярном сечении диска вдоль направления  $\varphi = 30^\circ$  для двух возрастов диска 0.075 млн. лет и 0.375 млн. лет. В обоих случаях видно повышение температуры в атмосфере диска, что связано с нагревом от звезды. В то же время, температура повышена вблизи экватора во внутренней области диска ( $R < 10$  а.е.), что связано с вязким (аккреционным) нагревом. Характерная высота диска для момента 0.375 млн. лет примерно в три раза меньше, чем для момента 0.075 млн. лет, что связано с ростом массы звезды.

### 3. Выявление и анализ конвективно-неустойчивых областей

Согласно [11] конвективная неустойчивость возникает в случае, когда градиент температуры  $dT/dz$  по модулю выше адиабатического градиента  $\gamma_{\text{ad}} = -\frac{g(z)}{C_p}$ , т.е.:

$$\frac{dT}{dz} < -\frac{g(z)}{C_p}, \quad (1)$$

где  $T$  — температура,  $z$  — высота над экваториальной плоскостью,  $g(z)$  — ускорение свободного падения на высоте  $z$ ,  $C_p = \frac{k}{m} \left( \frac{\gamma}{\gamma - 1} \right)$  — удельная теплоемкость газа в изобарном процессе,  $k$  — постоянная Больцмана,  $m$  — средняя масса молекулы,  $\gamma$  — показатель адиабаты. Для вычисления ускорения используется выражение, в котором учтены гравитационное поле звезды и самогравитация диска:

$$g(z) = \frac{GM_*}{R^3} z + 4\pi G \sigma(z), \quad (2)$$

где  $R$  — расстояние до звезды,  $M_*$  — текущая масса звезды,  $\sigma(z)$  — поверхностная плотность, измеряемая от экватора диска. Используя критерий (1), мы вычислили области конвективной неустойчивости. На срезах, показанных на рис. 2, эти области заштрихованы. Как и следовало ожидать, конвективная неустойчивость возникает в областях с повышенной экваториальной температурой. Отметим, что данные области занимают относительно небольшой объем всего диска.

На левой панели рис. 3 показано распределение температуры в  $z$ -направлении для положения  $R = 6$  а.е. на момент 0.075 млн. лет. На правой панели рис. 3 представлены соответствующие распределения градиента температуры и адиабатического градиента. Видно, что вблизи экватора температура максимальна для данного радиуса и достигает 170 К. Далее температура постепенно убывает до 50 К на  $z = 2$  а.е. вследствие диффузии ИК-излучения из внутренней области, а затем возрастает до 110 К и выходит на плато. Это повышение температуры связано с нагревом УФ-излучением от звезды, а плато свидетельствует о том, что среда является оптически тонкой для УФ-излучения звезды. На правой панели рис. 3 видно, что градиент температуры выше адиабатического в небольшой области от 0.8 до 1.5 а.е. по высоте, т.е. в этой области выполняется условие конвективной неустойчивости. Отметим, что в конвективно-неустойчивой области разница между температурным и адиабатическим градиентами небольшая, поэтому конвекция не должна быть сильно развитой.

На рис. 1 штриховкой выделены области, внутри которых хотя бы одна ячейка по вертикали является конвективно-неустойчивой. Видно, что конвективная неустойчивость в исследуемой модели реализуется только во внутренней части диска. Отметим, что фрагменты, нагревающиеся в результате сжатия, по результатам нашего анализа являются конвективно-устойчивыми. Этот результат не согласуется с работой [12], где утверждается, что конвекция важна при расчете охлаждения и эволюции фрагментов.

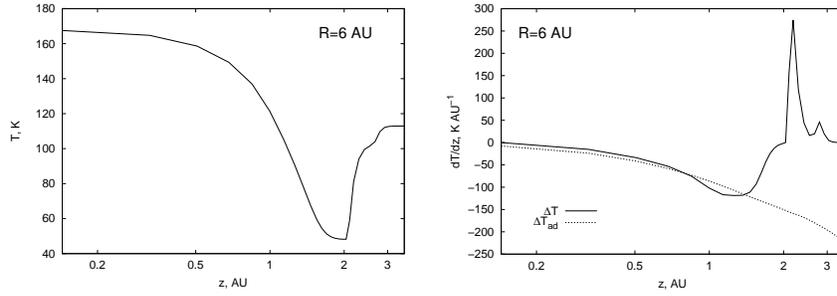


Рис. 3: Левая панель: распределение температуры вдоль  $z$ -направления на радиальном расстоянии от звезды  $R = 6$  а.е. для протопланетного диска возрастом 0.075 млн. лет. Правая панель: соответствующие распределения температурного градиента  $dT/dz$  (сплошная линия) и адиабатического градиента  $\gamma_{\text{ad}}$  (пунктирная линия).

Необходимо отметить, что полученные результаты носят предварительный характер, поскольку используемые данные в рамках модели [9] имеют малое пространственное разрешение по вертикали (32 ячейки). Для более надежных выводов о конвективной неустойчивости необходимо использовать расчеты с более подробной сеткой по  $z$ . Отметим также, что возникновение конвективно-неустойчивых областей было найдено нами и для других моделей протопланетных дисков, а именно для  $\alpha = 10^{-2}$  и  $\alpha = 10^{-4}$ . Таким образом, данный эффект следует учитывать для более точного расчета эволюции дисков, в частности, именно он может быть ответственен за повышение вязкости и перенос массы и углового момента во внутренних областях диска.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 17-02-00644.

## Список литературы

1. P. J. Armitage, *ARA&A*, **49**, 195, 2011.
2. D. N. C. Lin and J. Papaloizou, *MNRAS*, **191**, 37, 1980.
3. H. H. Klahr and P. Bodenheimer, *ApJ*, **582**, 869, 2003.
4. H. Klahr, in F. Kupka, I. Roxburgh, and K. L. Chan, eds., *Convection in Astrophysics, IAU Symposium*, volume 239, 405–416 (2007).
5. L. E. Held and H. N. Latter, *MNRAS*, **480**, 4797, 2018.
6. N. I. Shakura, *Accretion Flows in Astrophysics* (Springer, 2018).
7. E. I. Vorobyov and S. Basu, *ApJL*, **633**, L137, 2005.
8. E. I. Vorobyov and S. Basu, *ApJ*, **805**, 115, 2015.

9. E. I. Vorobyov and Y. N. Pavlyuchenkov, *A&A*, **606**, A5, 2017.
10. N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, *A&A*, **24**, 337, 1973.
11. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Statistical physics* (Oxford: Pergamon Press, 1980).
12. A. P. Boss, *ApJ*, **610**, 456, 2004.

## Темп нагрева в модели диффузионного аккреционно-декреционного диска

Павлюченков Я.Н.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Для описания эволюции околозвездных дисков широко используется модель вязкого диска, в которой турбулентность представлена аналогично молекулярной вязкости и считается основным фактором переноса углового момента. Ранее нами была предложена модель диффузионного аккреционно-декреционного диска, в котором турбулентность описывается как обмен массой между соседними областями при условии сохранения углового момента. В данной работе в рамках развития модели диффузионного диска представлен вывод формулы для темпа нагрева газа, связанного с высвобождением гравитационной энергии.

## Heating rate in the model of the diffusion accretion-decretion disk

Pavlyuchenkov Ya.N.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

The evolution of circumstellar disks is commonly prescribed with the viscous disk model where turbulence is assumed to be the main factor of angular momentum transfer and is treated alike molecular viscosity. Previously, we have presented the model of diffusion accretion-decretion disk where turbulence is prescribed as mass exchange which preserves angular momentum. In the current paper, to progress with the diffusion model, we present the derivation of the heating rate associated with the release of gravitational energy.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.006

### 1. Введение

Для теоретического описания долговременной эволюции околозвездных газовых дисков широко используется уравнение Прингла [1]:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[ \sqrt{R} \frac{\partial}{\partial R} \left( \nu \sqrt{R} \Sigma \right) \right], \quad (1)$$

где  $\Sigma$  — поверхностная плотность,  $R$  — расстояние до центра диска,  $t$  — время,  $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости. В его основе

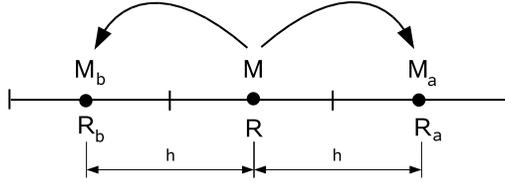


Рис. 1: Схема, иллюстрирующая перераспределение массы между ячейками в результате турбулентного перемешивания среды.

лежит предположение о том, что основным механизмом переноса углового момента является турбулентность, причем турбулентность математически трактуется аналогично молекулярной вязкости. Таким образом, уравнение Прингла описывает эволюцию вязкого диска.

Турбулентность, однако, можно трактовать и как некоторый диффузионный процесс. Модель такого диффузионного аккреционно-декреционного диска была представлена в работе [2], где с ее помощью была проиллюстрирована эволюция различных типов астрофизических дисков. В работе [3] было получено уравнение для эволюции поверхностной плотности в рамках диффузионной модели:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[ \sqrt{R} \frac{\partial}{\partial R} \left( D \sqrt{R} \Sigma \right) \right], \quad (2)$$

где  $D$  — коэффициент турбулентной диффузии. Из сравнений уравнений (1) и (2) видно, что они аналогичны по форме, но смысл коэффициентов  $\nu$  и  $D$  различен.

Несмотря на то, что вязкая и диффузионная модели предсказывают одинаковую глобальную эволюцию диска (что ясно из одинаковой формы уравнений для поверхностной плотности), модели принципиально отличаются в описании динамики примесных компонентов. В данной работе в рамках развития модели диффузионного аккреционно-декреционного диска представлен вывод формулы для темпа нагрева газа, связанного с высвобождением гравитационной энергии. Эта формула необходима для расчета тепловой структуры при моделировании диффузионной эволюции астрофизических дисков.

## 2. Вывод формулы для темпа нагрева

На рис. 1 показана элементарная схема, описывающая турбулентное перемешивание в диффузионной модели околозвездного диска. Масса

$M$ , выносимая турбулентными потоками из текущей ячейки в соседние ячейки расщепляется на массы  $M_a$  и  $M_b$  в соответствии с законами сохранения массы и углового момента:

$$M = M_a + M_b \quad (3)$$

$$MRV = M_a R_a V_a + M_b R_b V_b, \quad (4)$$

где  $R$ ,  $R_a$  и  $R_b$  — радиусы центров ячеек,  $V$ ,  $V_a$  и  $V_b$  — кеплеровские скорости в центральной, внешней и внутренней ячейках соответственно. В общем случае решение этой системы уравнений относительно  $M_a$  и  $M_b$  имеет вид:

$$M_a = (1 - \gamma)M \quad (5)$$

$$M_b = \gamma M, \quad (6)$$

где  $\gamma$  — доля массы, перетекающей во внутреннюю ячейку:

$$\gamma = \frac{\sqrt{R_a} - \sqrt{R}}{\sqrt{R_a} - \sqrt{R_b}}. \quad (7)$$

Раскладывая последнее выражение в ряд Тейлора и учитывая в итоге члены первого порядка малости по величине  $x = h/R$ , можно получить:

$$\gamma \approx \frac{1}{2} \left(1 - \frac{x}{4}\right) \quad (8)$$

$$(1 - \gamma) \approx \frac{1}{2} \left(1 + \frac{x}{4}\right). \quad (9)$$

Примечательно, что во внутреннюю ячейку перетекает меньшая масса, чем во внешнюю.

Найдем изменение полной энергии при таком элементарном процессе. Полная энергия в нулевой момент времени равна:

$$E(0) = \frac{1}{2}MV^2 - \frac{GM_*M}{R} = -\frac{1}{2} \frac{GM_*M}{R}, \quad (10)$$

где  $G$  — гравитационная постоянная,  $M_*$  — масса звезды. В последнем выражении учтено, что скорость  $V$  предполагается кеплеровской. Энергия после переноса массы равна:

$$E(\Delta t) = -\frac{1}{2} \frac{GM_*M_a}{R_a} - \frac{1}{2} \frac{GM_*M_b}{R_b}, \quad (11)$$

где  $\Delta t$  — время перехода в конечное состояние. Разницу энергий  $\Delta E = E(\Delta t) - E(0)$  можно выразить в виде:

$$\Delta E = -\frac{1}{2} \frac{GM_* M}{R} \left( \frac{\gamma}{1-x} + \frac{1-\gamma}{1+x} - 1 \right). \quad (12)$$

Выражение в скобках можно преобразовать, подставляя соотношения (8–9) и учитывая в конечном выражении только слагаемые не выше первого порядка малости по  $x$ :

$$\left( \frac{\gamma}{1-x} + \frac{1-\gamma}{1+x} - 1 \right) \approx \frac{3}{4} x^2. \quad (13)$$

С учетом этого разница энергий равна:

$$\Delta E = -\frac{3}{8} \frac{GM_*}{R^3} M h^2. \quad (14)$$

В работе [3] при выводе уравнения (2) предполагалось, что масса  $M$ , выходящая из ячейки пропорциональна турбулентному потоку, т.е.:

$$M = 2\pi R \cdot V_{\text{turb}} \cdot \Sigma \cdot \Delta t, \quad (15)$$

где  $V_{\text{turb}}$  — турбулентная скорость. При этом сама ячейка имеет форму замкнутого кольца с радиусами  $R - \frac{h}{2}$  и  $R + \frac{h}{2}$  и толщиной  $h$ . Подставляя это выражение в уравнение (14), получаем:

$$\frac{\Delta E}{2\pi R h \Delta t} = -\frac{3}{8} \frac{GM_* \Sigma}{R^3} h \cdot V_{\text{turb}}. \quad (16)$$

Левая часть этого выражения представляет собой изменение поверхностной плотности энергии в единицу времени. Знак минус в правой части означает, что полная энергия после переноса массы уменьшается. Это значит, что недостающая энергия должна выделиться в виде тепла. Для преобразования правой части уравнения воспользуемся определением коэффициента диффузии аналогично тому, как он введен в работе [3], т.е.  $D = \frac{1}{2} h \cdot V_{\text{turb}}$  (такое определение приводит к классическому уравнению диффузии при больших  $R$ ). Тогда искомое выражение для темпа выделения энергии  $\Gamma_{\text{diff}}$  (эрг·см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>) принимает вид:

$$\Gamma_{\text{diff}} = \frac{3}{4} \frac{GM_*}{R^3} \Sigma D. \quad (17)$$

Полезно сравнить полученное выражение с вязким нагревом диска  $\Gamma_{\text{vis}}$  (см. например, формулу (50) в [4]):

$$\Gamma_{\text{vis}} = \frac{9}{4} \frac{GM_*}{R^3} \Sigma \nu. \quad (18)$$

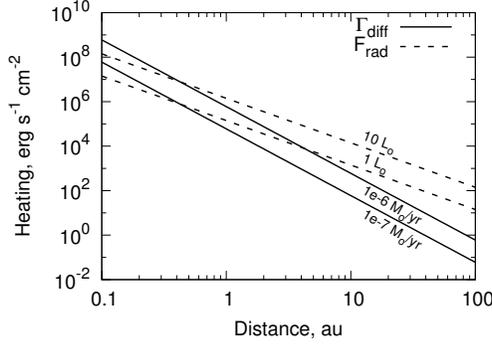


Рис. 2: Зависимости аккреционного нагрева  $\Gamma_{\text{diff}}$  и радиативного нагрева  $F_{\text{rad}}$  от расстояния до звезды для различных значений светимости звезды  $L_*$  и темпа аккреции  $\dot{M}$ .

Очевидно, что выражения (17) и (18) совпадают, если принять  $D = 3\nu$ . Отметим, что при той же подстановке  $D = 3\nu$  формула (2) переходит в выражение (1). Таким образом, темп выделения энергии в модели диффузионного диска имеет тот же функциональный вид, что и в модели вязкого диска.

### 3. Сравнение темпов нагрева для модели протопланетного диска

В качестве примера, иллюстрирующего необходимость учета аккреционного нагрева, сравним его с потоком излучения на протопланетный диск от центрального источника. В стационарном случае решение уравнения (2) вдали от звезды имеет вид:

$$\dot{M} = \pi D \Sigma, \quad (19)$$

где  $\dot{M}$  — темп аккреции вещества. Поэтому аккреционный нагрев для стационарного случая равен:

$$\Gamma_{\text{diff}} = \frac{3}{4\pi} \frac{GM_{\odot} \dot{M}}{R^3}. \quad (20)$$

Поток излучения от центрального источника, падающий на диск, равен:

$$F_{\text{rad}} = \frac{\mu L_*}{4\pi R^2}, \quad (21)$$

где  $L_*$  — светимость центрального источника,  $\mu$  — синус угла вхождения излучения в диск. На рис. 2 показаны темпы нагрева (20–21) для модели диска с параметрами:  $M_* = 1 M_\odot$ ,  $\mu = 0.1$ ,  $L_* = 1, 10L_\odot$ ,  $\dot{M} = 10^{-7}, 10^{-6} M_\odot/\text{год}$ . Видно, что аккреция может быть доминантным источником нагрева во внутренних частях диска.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (код проекта 17-12-01168).

### Список литературы

1. J. E. Pringle, *ARA&A*, **19**, 137, 1981.
2. A. V. Tutukov and Y. N. Pavlyuchenkov, *Astron. Rep.*, **48**, 800, 2004.
3. Y. Pavlyuchenkov and C. P. Dullemond, *A&A*, **471**, 833, 2007.
4. G. Lodato, *New Astronomy Reviews*, **52**, 21, 2008.

## Распределение летучих соединений в самогравитирующем протозвездном диске

Молярова Т.С.<sup>1</sup>, Акимкин В.В.<sup>1</sup>, Воробьев Э.И.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия*

Одним из компонентов протозвездных дисков являются летучие соединения, которые в зависимости от условий в диске могут находиться либо в газовой фазе, либо в виде ледяных мантий на поверхности пылинок. В работе исследуется теоретическое распределение основных летучих соединений ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$  и  $\text{CO}$ ) по самогравитирующему протозвездному диску. Представлена модель вымерзания летучих соединений при наличии двух населений пыли. Проводится моделирование с помощью двумерного гидродинамического кода FEOSAD с учетом эволюции пыли и вымерзания льдов.

## Distribution of volatiles in self-gravitating protostellar disk

Molyarova T.S.<sup>1</sup>, Akimkin V.V.<sup>1</sup>, Vorobyov E.I.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Southern Federal University, Rostov-on-Don, Russia*

Volatile chemical species are one of the substantial components in protostellar disks. They can be either gaseous, or frozen in ice mantles on dust grains surface. We study spatial distribution of major volatiles ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$  and  $\text{CO}$ ) over the thin 2D self-gravitating protostellar disk. We present a model of accretion and desorption of volatiles accounting for two dust populations. Using hydrodynamic code FEOSAD, we calculate distributions of gas, dust and volatiles in gas and ice phases.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.007

### 1. Введение

В протозвездных дисках помимо газа и пыли присутствуют ледяные мантии, покрывающие поверхность пылинок. Они возникают вследствие замерзания летучих соединений, образовавшихся в газе, и могут влиять на столкновительные свойства пылинок и на рост пыли. Наиболее распространенные летучие соединения — это вода, углекислый газ, угарный газ и метан. Мы моделируем распределение этих

четырёх соединений по протопланетному диску с учетом присутствия населений крупной и мелкой пыли, на которые они могут оседать.

Вымерзание углекислого и угарного газа в рамках гидродинамической модели протозвездного диска рассматривалось в работе [1]. Авторы показывают, как меняется распределение CO и CO<sub>2</sub> в газовой и ледяной фазе по диску. В данной работе мы применяем модифицированный код FEOSAD с эволюцией пыли [2], в который добавлена модель вымерзания нескольких летучих соединений (H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub> и CO) на два населения пыли.

## 2. Модель

В модели для каждого из четырех химических соединений рассматриваются их поверхностные плотности в газообразном виде и в виде льда на крупной и мелкой пыли. Для некоторого соединения  $s$  обозначим их  $\Sigma_s^{\text{gas}}$ ,  $\Sigma_s^{\text{gr}}$  и  $\Sigma_s^{\text{sm}}$  (в г см<sup>-2</sup>), соответственно.

Эти поверхностные плотности изменяются вследствие трех процессов. Во-первых, они адвещируют вместе с движением газа, а также крупной и мелкой пыли. Во-вторых, в процессе эволюции пыли мелкие пылинки могут превращаться в крупные и наоборот, и содержание льдов на крупной и мелкой пыли меняется пропорционально массе пыли, перешедшей из одной популяции в другую. В третьих, соединения могут испаряться (десорбировать) и замерзать (аккрецировать).

Опишем третий процесс подробнее. Для каждого из четырех соединений в каждой точке диска мы решаем следующую систему уравнений, подобную системе из [1], но записанную для двух населений пылинок:

$$\frac{d\Sigma_s^{\text{gas}}}{dt} = -\lambda\Sigma_s^{\text{gas}} + \eta_{\text{sm}} + \eta_{\text{gr}}, \quad (1)$$

$$\frac{d\Sigma_s^{\text{sm}}}{dt} = \lambda_{\text{sm}}\Sigma_s^{\text{gas}} - \eta_{\text{sm}}, \quad (2)$$

$$\frac{d\Sigma_s^{\text{gr}}}{dt} = \lambda_{\text{gr}}\Sigma_s^{\text{gas}} - \eta_{\text{gr}}, \quad (3)$$

Здесь  $\lambda_{\text{sm}}$  и  $\lambda_{\text{gr}}$  (с<sup>-1</sup>) — темпы адсорбции вещества на мелкую и крупную пыль, соответственно,  $\lambda = \lambda_{\text{sm}} + \lambda_{\text{gr}}$ ;  $\eta_{\text{sm}}$  и  $\eta_{\text{gr}}$  — скорости испарения вещества с мелкой и крупной пыли,  $\eta = \eta_{\text{sm}} + \eta_{\text{gr}}$  (г см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>). Темпы адсорбции и десорбции определяются следующими выражениями:

$$\lambda_i = 1.45 \cdot 10^4 \left( \frac{T_{\text{mp}}}{\mu_s} \right) \langle \pi a_i^2 n_i \rangle, \quad (4)$$

$$\eta_i = 4a_i^2 n_i \nu_s \exp \left[ -\frac{E_d^s}{k_B T_{\text{mp}}} \right] 2h \mu_s m_p, \quad (5)$$

где  $a_i$  и  $n_i$  ( $i = 1, 2$ ) — размер (см) и концентрация ( $\text{см}^{-3}$ ) пылинок для каждого населения пыли (крупной и мелкой),  $E_d^s$  (эрг) — энергия десорбции для данного соединения,  $\nu_s$  ( $\text{с}^{-1}$ ) — характерная частота колебаний для молекулы,  $\mu_s$  (а.е.м.) — ее молярная масса,  $h$  (см) — характерная толщина диска в данной точке,  $T_{\text{mp}}$  (К) — температура газа (равная температуре пыли) в срединной плоскости диска. Параметры для рассмотренных молекул и их начальные содержания представлены в табл. 1. Температура в диске меняется от 20 до  $\approx 1000$  К, шкала высот — от единиц до десятков а.е., размер мелкой пыли составляет  $a_1 = 5 \cdot 10^{-7}$  см, размер крупной пыли  $a_2$  варьируется в ходе эволюции от микрометров до сантиметров.

Система уравнений (1–3) записана в предположении десорбции нулевого порядка, то есть темп испарения льда не зависит от количества льда, покрывающего пылинку (испаряется только верхний слой мантии), а зависит лишь от ее площади. Это предположение работает лучше, чем предположение о десорбции первого порядка, именно для летучих соединений с высокими концентрациями, которые рассматриваются в данной работе. Однако из него следует, что даже при нулевом содержании льда этот лед формально может испаряться с ненулевой скоростью, поэтому необходимо вводить дополнительные ограничения на сохранение полного количества каждого соединения.

Система (1–3) легко решается аналитически. Примеры изменения содержания льдов и газа со временем при различных начальных содержаниях для одноточечной тестовой модели показаны на рис. 1. Полученные результаты соответствуют ожидаемой эволюции льдов.

Таблица 1: Рассматриваемые молекулы: их параметры и начальные содержания.

Молекула	$E_d^s/k_B$ , К	$\nu_s$ , $\text{с}^{-1}$	$\mu_s$ , а.е.м.	$\Sigma_s^{\text{gas}}/\Sigma_{\text{gas,ini}}$
H <sub>2</sub> O	4800	$1.0 \cdot 10^{27}$	18	$1.6 \cdot 10^{-3}$
CO <sub>2</sub>	2300	$9.5 \cdot 10^{26}$	44	$2.0 \cdot 10^{-4}$
CH <sub>4</sub>	1100	$1.1 \cdot 10^{27}$	16	$1.4 \cdot 10^{-4}$
CO	885	$7.0 \cdot 10^{26}$	28	$3.6 \cdot 10^{-4}$

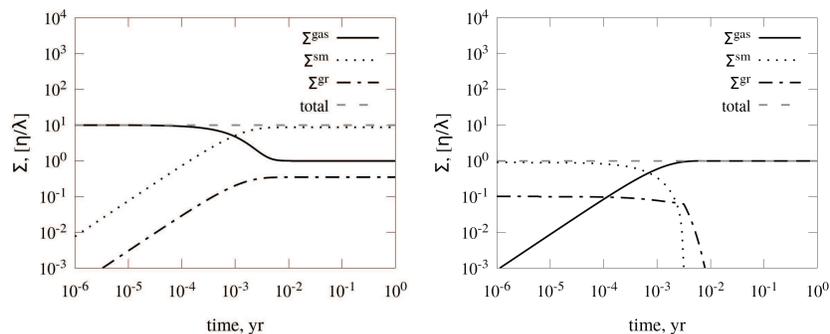


Рис. 1: Эволюция содержания воды в газе и на крупной и мелкой пыли для двух тестовых случаев.

### 3. Результаты моделирования

Мы провели расчеты с помощью двумерного кода FEOSAD с эволюцией пыли, рассмотрев коллапс протозвездного облака с начальной массой около  $1M_{\odot}$ . Массовая доля пыли по отношению к газу составляет 1%, изначально вся пыль имеет размер  $a_1 = 5 \cdot 10^{-7}$  см.

На рис. 2 показано распределение газа, крупной и мелкой пыли, а также  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $CH_4$  и  $CO$  в газовой и ледяных фазах на момент времени 100 тыс. лет. Кроме того, приведено распределение размера крупной пыли и соотношение массы пыли (без мантий) к массе газа.

На рис. 2 показаны также изолинии 150, 70, 30 и 20 K, близкие к температурам сублимации  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $CH_4$  и  $CO$ , соответственно. Видно, что вода и углекислый газ находятся в газовой фазе внутри своих изолиний, примерно обозначающих положение линий льдов. Метан в газовой фазе распространяется и за пределы «линии льдов», что связано как с отклонением действительной температуры сублимации от ее характерного значения, так и с большой инертностью процессов вымерзания во внешних неплотных областях диска. Угарный газ во всем объеме диска находится в газовой фазе.

### 4. Заключение

Представлена модель эволюции содержаний летучих соединений в газе и на двух населенных пыли в протозвездном диске. Рассчитаны распределения этих соединений на момент времени 100 тыс. лет.

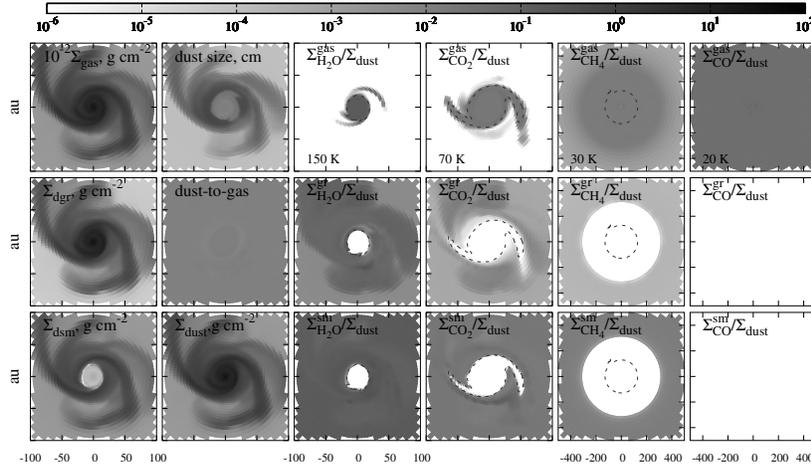


Рис. 2: Распределение пыли и основных летучих соединений в разных фазовых состояниях в протозвездном диске на момент 100 тыс. лет с начала коллапаса облака. Пунктиром обозначены изотермы 150, 70, 30 и 20 K, близкие к температурам сублимации  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$  и  $\text{CO}$ , соответственно.

Результаты моделирования соответствуют ожидаемому распределению летучих соединений в различных фазах и позволяют оценить количество льда и его химический состав на крупной и мелкой пыли. В дальнейшем планируется добавить в модель влияние ледяных мантий на эволюцию пыли за счет изменения скорости фрагментации пылинок.

Работа поддержана грантом РФФ 17-12-01168.

## Список литературы

1. E. I. Vorobyov, I. Baraffe, T. Harries, and G. Chabrier, *A&A*, **557**, A35, 2013.
2. E. I. Vorobyov, V. Akimkin, O. Stoyanovskaya, Y. Pavlyuchenkov, and H. B. Liu, *A&A*, **614**, A98, 2018.

---

## Химический отклик вспышек аккреции в погруженных фуорах

Молярова Т.С.<sup>1</sup>, Элбакян В.Г.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия*

К фуорам, или молодым звездным объектам, испытывающим внезапные вспышки светимости, относятся как проэволюционировавшие объекты класса II, так и более молодые объекты класса I, окруженные газопылевой оболочкой. В данной работе рассматривается влияние вспышки фуора на химический состав протопланетного диска и оболочки. Сравниваются результаты астрохимического моделирования, в частности, распределение молекулы CO, в моделях с оболочкой и без нее.

## Chemical impact of FUor outburst in embedded objects

Molyarova T.S.<sup>1</sup>, Elbakyan V.G.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Southern Federal University, Rostov-on-Don, Russia*

FU Orionis-type objects (FUors), which experience sudden accretion outbursts, can be of two main types: evolved young stellar objects of Class II and earlier objects of Class I with embedding envelopes. Here we consider the impact of a FUor outburst on the chemical composition of protoplanetary disk and the envelope, paying special attention to CO molecule. We compare the results of astrochemical models with and without the envelope.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.008

### 1. Введение

Фуоры — молодые звездные объекты, испытывающие внезапные вспышки светимости амплитудой до сотен светимостей Солнца, — разделяются на два подтипа: фуоры ранних классов, окруженные обширной газовой оболочкой, или внедренные фуоры, и фуоры без оболочки, в которых звезду окружает лишь протопланетный диск. Вспышка фуора вызывает испарение многих летучих соединений в диске и увеличивает темп химических реакций. Последствия вспышки могут оставлять отпечаток в химическом составе диска даже после ее окончания.

Влияние вспышек фуоров на протопланетный диск без оболочки рассмотрено нами в предыдущей работе [1], в которой показано,

что после окончания вспышки некоторые соединения возвращаются к довспышечным концентрациям на масштабах десятков и сотен лет. Некоторые авторы рассматривают влияние вспышки на диск в моделях с оболочкой. Как показывают авторы [2], у дисков с оболочкой могут возникать более долгосрочные эффекты (порядка тысяч лет), поскольку темп реакций в разреженной и неплотной оболочке ниже и последствия вспышки стираются медленнее.

В данной работе с помощью кода ANDES [3], в который помимо протопланетного диска добавлена окружающая оболочка, моделируется влияние вспышки светимости на внедренный флуор. Рассматривается эволюция содержаний химических соединений во времени, основное внимание уделяется молекуле CO.

## 2. Модель

За основу взята модель диска из работы [1], где масса звезды составляет  $1 M_{\odot}$ , масса диска  $0.01 M_{\odot}$ , характеристический радиус диска  $100$  а.е. Вспышка флуора симулируется за счет повышения аккреционной светимости с  $0.3$  до  $200 L_{\odot}$  на  $50$  лет, после чего за  $20$  лет снова спадает. Подробное описание модели диска и химической модели можно найти в работе [1].

Чтобы описать погруженные молодые звездные объекты, к имеющейся плотности диска была добавлена оболочка, аналогичная описанной в работах [2] и [4]. Плотность оболочки на расстоянии  $r$  от звезды определяется следующими выражениями

$$\rho_{\text{env}} = \left( \dot{M}_* \psi(\mu, r) \right) / \left( 4\pi r^{3/2} (2GM_*)^{1/2} \right), \quad (1)$$

$$\psi(\mu, r) = (2/(1 + \mu/\mu_0))^{1/2} / (\mu/\mu_0 + 2\mu_0^2(R_c/r)). \quad (2)$$

Здесь  $\dot{M}_*$  — темп аккреции вещества на оболочку,  $R_c$  — центробежный радиус,  $\mu = \cos \theta$  — косинус угла падения частиц и  $\mu_0$  — значение  $\mu$  на бесконечности. Эти углы связаны соотношением

$$\mu_0^3 + \mu_0(r/R_c - 1) - \mu(r/R_c) = 0. \quad (3)$$

Здесь величина  $R_c$  принята равным характеристическому радиусу диска  $100$  а.е. Темп аккреции на звезду равен  $10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ , темп аккреции из оболочки на диск больше —  $5 \cdot 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ . В плоскости диска оболочка простирается до  $r = 3000$  а.е. При данных параметрах масса оболочки равна  $0.078 M_{\odot}$ .

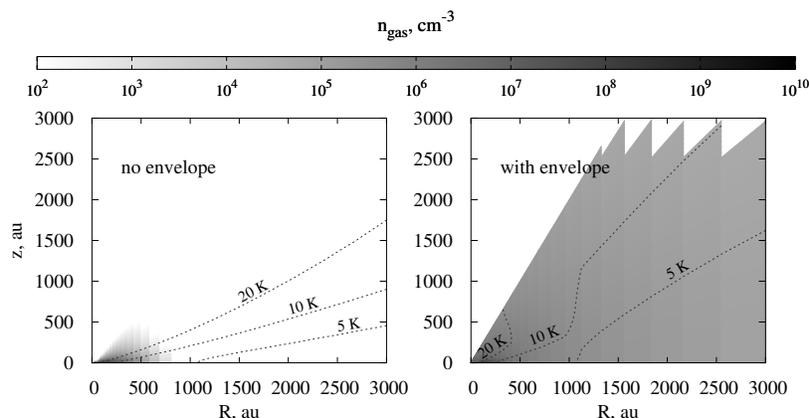


Рис. 1: Распределение концентрации газа в модели без оболочки (слева) и с оболочкой (справа). Пунктиром показаны изолинии для температуры 5, 10 и 20 К.

В данной работе рассматривается влияние вспышки фуора на химический состав диска в двух моделях, различающихся наличием оболочки. В модели без оболочки вместо вышеприведенных формул для расчета плотности газа в оболочке используется постоянное значение плотности  $10^{-24}$  г/см<sup>3</sup>. Распределение газа в двух рассмотренных моделях показано на рис. 1.

Как видно из рис. 1, концентрация газа за пределами 500 а.е. мала ( $< 10^4$  см<sup>-3</sup>) в модели без оболочки и составляет порядка  $10^4 - 10^6$  см<sup>-3</sup> в модели с оболочкой. Кроме того, для модели погруженного диска характерны более низкие температуры: почти весь объем оболочки в этой модели (как и существенная часть диска) имеет температуру ниже 20 К. Наличие плотной оболочки препятствует нагреву вещества.

### 3. Результаты

Среди присутствующих в химической модели соединений наиболее распространенной и легко наблюдаемой является молекула СО. Именно избыток СО в оболочке через тысячи лет после окончания вспышки отмечают авторы работы [2]. Здесь мы также сосредоточим свое внимание на этой молекуле. На рис. 2 сравниваются распределения СО по диску в моделях без оболочки и с оболочкой в разные моменты

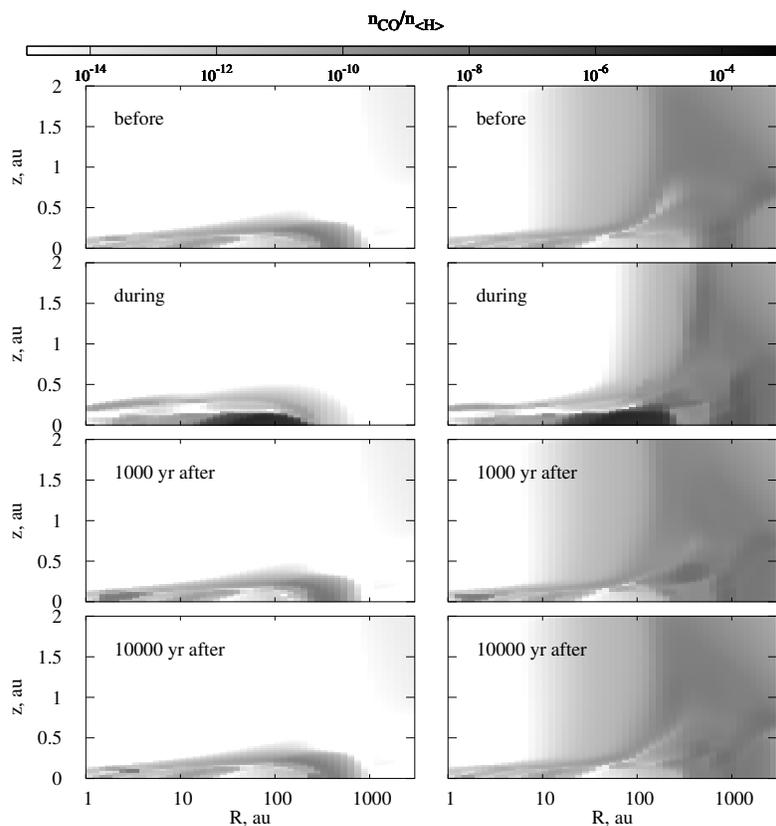


Рис. 2: Распределение газофазных молекул CO по диску в модели без оболочки (слева) и с оболочкой (справа). Показаны моменты времени до, во время и через 1000 и 10000 лет после окончания вспышки.

времени. До вспышки в модели с оболочкой за пределами 1000 а.е. и в верхних слоях диска присутствует избыток CO по сравнению с моделью без оболочки. Однако между 100 и 1000 а.е. ближе к плоскости диска газофазное содержание CO в модели с оболочкой ниже. Это обусловлено более низкими температурами в модели, приводящими к вымерзанию CO.

Во время вспышки этот скрытый в ледяной фазе CO испаряется, что видно на средних графиках на рис. 2. Через 1000 лет после

окончания вспышки распределение CO в модели без оболочки почти не отличается от начального. В модели с оболочкой присутствует избыток CO в области за пределами 200 а.е., в которой относительное содержание CO на 1–3 порядка превышает довспышечное. Длительное сохранение газофазного CO в оболочке обусловлено сочетанием низкой температуры и плотности в этой области. Характерное время вымерзания CO в условиях оболочки на несколько порядков величины превышает это время в более плотных центральных областях диска. Наличие значительного количества CO в оболочке спустя 1000 лет после вспышки хорошо согласуется с результатами моделирования [2].

Другие молекулы в оболочке также имеют более длинные времена вымерзания, например,  $\text{H}_2\text{CO}$ , выделенный в [1] в качестве индикатора прошлых вспышек. Через 1000 лет после вспышки его количество в оболочке по-прежнему превышает довспышечное в несколько раз, однако полное содержание  $\text{H}_2\text{CO}$  в оболочке заметно ниже, чем содержание CO. В случае погруженного фуора CO представляется более перспективным индикатором прошедшей вспышки.

Через 10000 лет после окончания вспышки избыток CO и других соединений почти полностью исчезает, состав газа приближается к довспышечному.

#### 4. Заключение

Содержание CO в моделях с оболочкой и без оболочки различается на всех трех рассмотренных стадиях: до, во время и после вспышки. В модели фуора с оболочкой наблюдается заметное накопление CO под действием вспышки, повышенное содержание сохраняется на протяжении порядка 1000 лет. Полученные результаты согласуются с предсказаниями модели [2]. Эффект от вспышки в модели фуора с оболочкой заметно отличается от влияния вспышки в модели без оболочки.

Работа поддержана грантом РФФИ 17-02-00644.

#### Список литературы

1. T. Molyarova, V. Akimkin, D. Semenov, P. Ábrahám, T. Henning, Á. Kóspál, E. Vorobyov, and D. Wiebe, *ApJ*, **866**, 46, 2018.
2. C. Rab, V. Elbakyan, E. Vorobyov, M. Güdel, et al., *A&A*, **604**, A15, 2017.
3. V. Akimkin, S. Zhukovska, D. Wiebe, D. Semenov, Y. Pavlyuchenkov, A. Vasyunin, T. Birnstiel, and T. Henning, *ApJ*, **766**, 8, 2013.
4. B. A. Whitney, K. Wood, J. E. Bjorkman, and M. J. Wolff, *ApJ*, **591**, 1049, 2003.

## Сопоставление наблюдаемых содержаний сложной органики в V883 Ori с результатами астрохимического моделирования

Молярова Т.С., Вибе Д.З.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Звезда V883 Ori относится к классу фуоров — молодых звезд, испытывающих яркие вспышки светимости. Недавние наблюдения линий молекул на интерферометре ALMA показывают, что в диске вокруг этой звезды присутствуют сложные химические соединения: метанол ( $\text{CH}_3\text{OH}$ ), метилформиат ( $\text{HCOOCH}_3$ ), ацетальдегид ( $\text{CH}_3\text{CHO}$ ) и др. В данной работе проводится моделирование химического состава протопланетного диска с параметрами, близкими к параметрам V883 Ori, во время вспышки светимости. Проводится сравнение полученных концентраций отдельных молекул с их наблюдаемыми концентрациями.

## Complex organics in V883 Ori: comparing observations with astrochemical modelling results

Molyarova T.S., Wiebe D.S.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

V883 Ori is a young star experiencing bright luminosity outburst (FU Ori-type star). Recent observations by ALMA indicate the presence of complex chemical species in the disk around V883 Ori: methanol ( $\text{CH}_3\text{OH}$ ), methyl formate ( $\text{HCOOCH}_3$ ), acetaldehyde ( $\text{CH}_3\text{CHO}$ ) etc. We model chemical composition of a protoplanetary disk similar to V883 Ori during an outburst. We compare the abundances of selected species in the model and in observations.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.009

### 1. Введение

Отличительной особенностью звезд типа FU Ориона, иначе называемых фуорами, являются вспышки светимости амплитудой до сотен светимостей Солнца. Сейчас известно порядка нескольких десятков фуоров, и почти все из них находятся в состоянии вспышки [1]. Подобные вспышки разогревают протопланетный диск, окружающий молодую звезду, и сильно влияют на его химический состав.

В работе [2] нами рассматривалось влияние вспышки флуора на химический состав протопланетного диска в рамках астрохимического моделирования. Были рассчитаны средние содержания различных соединений в диске в течение вспышки светимости и через некоторое время после ее окончания. Исследовались модели дисков без оболочки с различными параметрами звезды, диска и размера пыли в диске.

Одна из рассмотренных моделей по параметрам близка к флуору V883 Ori. Для этой звезды, в настоящее время претерпевающей вспышку, недавно были опубликованы наблюдательные содержания нескольких сложных органических соединений [3]. Авторы сообщают о наблюдениях линий десятка различных молекул, три из которых ( $\text{CH}_3\text{CHO}$ ,  $\text{HCOOCH}_3$  и  $\text{CH}_3\text{COCH}_3$ ) уверенно зарегистрированы в протопланетном диске впервые. Получены также свидетельства в пользу существования в этом объекте молекул  $\text{H}_2\text{COCH}_2$  и  $\text{CH}_3\text{SH}$ . Для этих и других молекул определены средние концентрации в диске. Эти данные предоставляют уникальную возможность оценки адекватности применяемой химической модели путем сравнения предсказанных ею содержаний с содержаниями, наблюдаемыми в реальном объекте.

В данной работе проводится сравнение концентраций различных химических соединений, полученных при моделировании вспышки флуора для одной из моделей [2], с концентрациями, наблюдаемыми в V883 Ori [3]. Дается оценка качества предсказаний модели и обсуждаются возможные причины выделенных расхождений.

## 2. Наблюдательные данные

Объект V883 Ori относится к классу флуоров с окружающей оболочкой, его возраст около 0.5 млн лет, вспышка с амплитудой  $\approx 400 L_\odot$  длится уже несколько десятков лет. Параметры объекта неоднократно определялись из наблюдений миллиметрового континуума на ALMA [4],[5]. Центральная звезда имеет массу  $\approx 1.3 M_\odot$ . Оценки других параметров варьируются: масса диска заключены в пределах 0.3 – 0.57  $M_\odot$ , радиус диска составляет 64–370 а.е.

Оценки параметров системы сильно зависят от принятого расстояния до нее. Приведенные выше значения определялись для предыдущих оценок расстояния: 460 и 414 пк. Однако согласно результатам Gaia DR2 расстояние до этой звезды может составлять 270 пк, а расстояние до группы молодых звезд, к которой принадлежит V883 Ori, — 385 пк. Таким образом, в действительности значения параметров могут быть до десятков процентов ниже.

Работа [3], с данными которой будет проводиться сравнение, основана на пространственно разрешенных спектральных наблюдениях V883 Ori на ALMA. В диске задетектировано множество сложных органических соединений:  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $^{13}\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{CH}_3\text{CHO}$ ,  $\text{HCOOCH}_3$ ,  $\text{CH}_3\text{COCH}_3$ ,  $\text{CH}_3\text{CN}$ ,  $c\text{-H}_2\text{COCH}_2$ ,  $t\text{-HCOOH}$ ,  $\text{CH}_3\text{SH}$ . Для данных молекул определены их средние лучевые концентрации. Поскольку существует неопределенность в значении массы газа и, как следствие, в абсолютной лучевой концентрации  $\text{H}_2$ , содержания молекул приводятся как относительно молекулярного водорода, так и относительно метанола. Кроме того, наблюдаемое отношение содержаний изотопологов метанола  $\text{CH}_3\text{OH}$  и  $^{13}\text{CH}_3\text{OH}$  не соответствует ожидаемому, внося в относительные содержания дополнительную неопределенность ( $\sim 10$ ).

### 3. Модель

Для сравнения использовался хемодинамический код ANDES [6], в котором вспышка светимости задается за счет переменной во времени аккреционной светимости. Более детально влияние вспышки светимости на химический состав протопланетных дисков с различными параметрами рассмотрено в работе [2]. В качестве модели сравнения рассматривалась одна из моделей из работы [2]. В данной модели масса диска  $M_{\text{disk}} = 0.1M_{\odot}$ , характеристический радиус диска  $R_c = 100$  а.е., масса центральной звезды  $M_{\star} = 1.0M_{\odot}$ , средний размер пыли  $3.7 \cdot 10^{-5}$  см, амплитуда вспышки составляет  $\approx 200 L_{\odot}$ . Более массивные диски могут быть гравитационно неустойчивыми, и их рассмотрение в предположении о вертикальном гидростатическом равновесии, которое используется в модели ANDES, может быть некорректно. Остальные параметры звезды и диска лежат в пределах фактора 2 от наблюдаемых параметров. Рассматриваются содержания во время вспышки, через 50 лет после ее начала. Значения содержаний усредняются по массе по всему диску.

### 4. Сравнение

В табл. 1 представлено сравнение средних содержаний различных молекул в наблюдениях и в результатах моделирования.

Для большинства молекул ( $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{CH}_3\text{CHO}$ ,  $\text{HCOOCH}_3$ ,  $\text{CH}_3\text{CN}$ ,  $\text{HCOOH}$ ) разница составляет около порядка величины, что с учетом различных неопределенностей является неплохим совпадением. Следует отметить, что эти же молекулы за исключением  $\text{CH}_3\text{CN}$  были

Таблица 1: Средние содержания сложных органических соединений в диске V883 Ori в наблюдениях [3] и в модели.

Молекула	Наблюдения	Модель	Мод/Набл
	содержание относительно H <sub>2</sub>		
CH <sub>3</sub> OH	$1.82 \times 10^{-8}$	$2.9 \times 10^{-7}$	16
<sup>13</sup> CH <sub>3</sub> OH×60	$1.81 \times 10^{-7}$	$2.9 \times 10^{-7}$	1.6
CH <sub>3</sub> CHO	$3.19 \times 10^{-9}$	$3.9 \times 10^{-8}$	12
HCOOCH <sub>3</sub>	$1.29 \times 10^{-8}$	$3.1 \times 10^{-9}$	0.24
CH <sub>3</sub> COCH <sub>3</sub>	$2.41 \times 10^{-9}$	$7.1 \times 10^{-15}$	$2.9 \times 10^{-6}$
CH <sub>3</sub> CN	$1.25 \times 10^{-10}$	$2.0 \times 10^{-9}$	16
c-H <sub>2</sub> COCH <sub>2</sub>	$2.00 \times 10^{-9}$	—	—
t-HCOOH	$4.93 \times 10^{-8}$	$1.5 \times 10^{-8}$	0.3
CH <sub>3</sub> SH	$4.84 \times 10^{-9}$	—	—
	содержание относительно <sup>13</sup> CH <sub>3</sub> OH×60		
CH <sub>3</sub> CHO	$1.77 \times 10^{-2}$	$1.3 \times 10^{-1}$	7.3
HCOOCH <sub>3</sub>	$7.16 \times 10^{-2}$	$1.1 \times 10^{-2}$	0.14
CH <sub>3</sub> COCH <sub>3</sub>	$1.34 \times 10^{-2}$	$2.4 \times 10^{-8}$	$1.8 \times 10^{-6}$
CH <sub>3</sub> CN	$6.92 \times 10^{-4}$	$6.9 \times 10^{-3}$	10
t-HCOOH	$2.73 \times 10^{-1}$	$5.0 \times 10^{-2}$	0.18

выделены в [2] в качестве молекул-индикаторов вспышки. Сравнение концентраций, нормированных на <sup>13</sup>CH<sub>3</sub>OH × 60 вместо H<sub>2</sub> (нижняя часть табл. 1) позволяет судить об относительном обилии сложных молекул. В этом случае наблюдаемые и теоретические содержания отличаются для этих молекул не более, чем в 10 раз. Прочерками отмечены детектированные молекулы c-H<sub>2</sub>COCH<sub>2</sub> и CH<sub>3</sub>SH, которые отсутствуют в используемой сетке химических реакций.

Помимо хорошо согласующихся содержаний, в табл. 1 присутствуют и несоответствия между наблюдениями и моделью. Конкретно, рассчитанное содержание ацетона (CH<sub>3</sub>COCH<sub>3</sub>) оказывается в модели на шесть порядков ниже, чем в наблюдениях. Это заставляет заподозрить, что используемая химическая сетка не в полной мере описывает реакции между сложными органическими соединениями. Чтобы проверить это предположение, мы дополнили набор химических процессов реакцией поверхностного синтеза ацетона из работы [7], а также реакции, определяющие эволюцию CH<sub>3</sub>CO — промежуточного реагента, участвующего в синтезе ацетона. На рис. 1 показаны результаты расчетов химического воздействия вспышки для двух

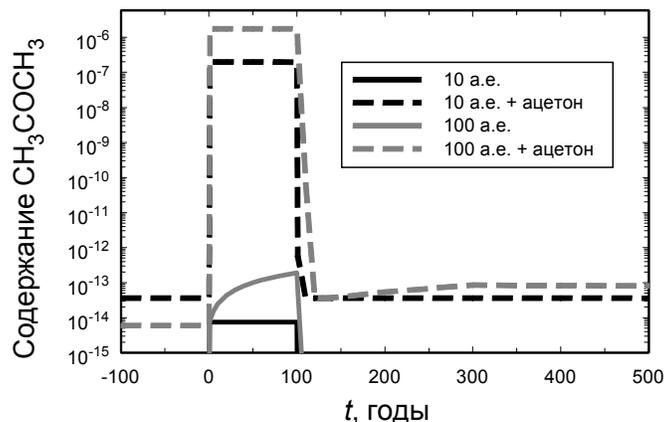


Рис. 1: Эволюция газовой фазы содержания ацетона во время вспышки флуора без учета и с учетом реакции его поверхностного синтеза.

положений в диске на расстоянии 10 и 100 а.е. от звезды. Сплошными линиями показана эволюция содержания ацетона во время вспышки без учета его синтеза на поверхностях пылинок, штриховыми линиями — эволюция с учетом этого процесса. Очевидно, что накопление ацетона в пылевых мантиях и его высвобождение во время вспышки приводят к росту газовой фазы содержания этой молекулы на несколько порядков величины. Очевидно, что перспективным направлением развития модели является более детальный учет химических реакций с учетом адсорбированных органических молекул.

Еще одним важным фактором, влияющим на содержания молекул, являются физические параметры диска. В модели неточно воспроизводятся масса диска и звезды, а размер пыли основан лишь на предположении о росте пыли в дисках. Учитывая лишь приблизительное соответствие параметров модели параметрам диска, совпадение содержания большинства молекул в пределах одного порядка можно считать хорошим.

## 5. Заключение

Результаты сравнения наблюдаемых в V883 Ori содержаний сложных органических молекул с полученными в астрохимической моде-

ли содержаниями показывают хорошее согласие для пяти из шести присутствующих в химической модели молекул. Наблюдаемые содержания для  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{CH}_3\text{CHO}$ ,  $\text{HCOOCH}_3$ ,  $\text{CH}_3\text{CN}$  и  $\text{HCOOH}$  согласуются с теоретическими в пределах порядка величины. Для молекулы  $\text{CH}_3\text{COCH}_3$  несоответствие связано как с неполнотой сетки химических реакций (особенно поверхностных процессов), так и с неточным воспроизведением параметров системы. Для более точного описания химии сложных соединений необходимо расширение сетки химических реакций.

Работа поддержана грантом РФФИ 17-02-00644.

### Список литературы

1. M. Audard, P. Ábrahám, M. M. Dunham, J. D. Green, et al., in H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, and T. Henning, eds., *Protostars and Planets VI*, 387 (2014).
2. T. Molyarova, V. Akimkin, D. Semenov, P. Ábrahám, T. Henning, Á. Kóspál, E. Vorobyov, and D. Wiebe, *ApJ*, **866**, 46, 2018.
3. J.-E. Lee, S. Lee, G. Baek, Y. Aikawa, et al., *Nature Astronomy*, **3**, 314, 2019.
4. L. A. Cieza, S. Casassus, J. Tobin, S. P. Bos, et al., *Nature*, **535**, 258, 2016.
5. L. A. Cieza, D. Ruíz-Rodríguez, S. Perez, S. Casassus, et al., *MNRAS*, **474**, 4347, 2018.
6. V. Akimkin, S. Zhukovska, D. Wiebe, D. Semenov, Y. Pavlyuchenkov, A. Vasyunin, T. Birnstiel, and T. Henning, *ApJ*, **766**, 8, 2013.
7. A. Belloche, R. T. Garrod, H. S. P. Müller, and K. M. Menten, *Science*, **345**, 1584, 2014.

## Поиск кандидатов в переменные типа Т Tauri в ассоциации Serpens-Aquila

Гришанова И.А., Молярова Т.С., Сачков М.Е.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

В данной работе исследована туманность в созвездиях Serpens-Aquila на предмет поиска кандидатов в переменные Т Tauri. Отбор осуществлялся на основе фотометрических измерений телескопа GALEX и данных из каталога 2MASS. Сформулированы критерии поиска кандидатов в звезды типа Т Tauri, составлен список кандидатов, найденных в области Serpens-Aquila. Объекты войдут в программу исследований миссии «Спектр-УФ».

## Search for T Tauri star candidates in the Serpens-Aquila association

Grishanova I.A., Molyarova T.S., Sachkov M.E.

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

Based on the GALEX mission and 2MASS catalogue photometric data we search T Tauri star candidates in the area of Serpens-Aquila. We formulate criteria for such study and create a list of T Tauri candidates that may be included into the WSO-UV mission observational program.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.010

### 1. Введение

Звезды типа Т Тельца (Т Tauri) — молодые звезды спектральных классов F-M с массой меньше двух солнечных, периодом вращения от 1 до 12 суток и эффективной температурой как и у звезд главной последовательности той же массы. Звезды типа Т Tauri являются уникальными лабораториями для исследования аккреции и других процессов в протопланетных дисках, окружающих эти звезды. Поэтому их изучение очень важно для понимания процесса формирования Солнечной системы и ее эволюции. В спектрах этих звезд имеется избыток излучения в различных диапазонах. Существует избыток инфракрасного (ИК), вызванный наличием протопланетного диска, который поглощает и перерабатывает излучение звезды. Избыток рентгеновского излучения производится сильной магнитосферной активностью и аккреционными ударами. Особое внимание эти звезды

привлекают благодаря наличию ультрафиолетового избытка, являющегося результатом аккреционного течения вещества на звезду, в который также вносит вклад отток вещества и внутренний диск. Именно поэтому наблюдения звезд типа Т Tauri составляют существенную часть научной программы Космического телескопа им. Хаббла и планируемой к запуску Российско-испанской обсерватории «Спектр-УФ» (WSO-UV, [1]). В данном исследовании мы сконцентрировались на поиске кандидатов в Т Tauri на основе данных всенебесного обзора GALEX [2] и других фотометрических обзоров в ассоциации Serpens-Aquila.

## 2. Область Serpens-Aquila

В данной работе изучается туманность, находящаяся в созвездиях Змея и Орел (Serpens-Aquila Rift). Межзвездная среда в ней находится в холодной фазе, то есть состоит из плотных и холодных облаков газа, в основном молекулярного водорода  $H_2$ . В этой туманности происходит активное звездообразование (см. [3]). Расстояние до туманности оценивается по-разному. Та ее часть, которая относится к созвездию Орла, расположена на расстоянии  $225 \pm 55$  пк от Земли. Область, относящаяся к Змее, находится несколько дальше. Согласно измерениям параллакса, проведенным на радиоинтерферометре VLBA, она находится на расстоянии  $415 \pm 25$  пк [3]. Исследуемая область известна наличием звездообразования, в ней есть 22 звезды, идентифицированных как звезды Т Tauri или кандидаты в этот тип. Но в область, для которой есть УФ наблюдения, не попала ни одна звезда Т Tauri. Три кандидата лежат на границе области, и для них тоже нет измерений. Это может быть связано с особенностями детекторов GALEX, т.к. на краю поля зрения увеличиваются ошибки в считывании сигнала. Мы рассматривали участок неба, для которого прямое восхождение лежит в интервале от  $270$  до  $282.5^\circ$ , а склонение — от  $-6$  до  $+2^\circ$ .

## 3. Данные миссии GALEX

Космический телескоп GALEX (Galaxy Evolution Explorer) работал на орбите в период 2003–2013 гг. и проводил наблюдения объектов в поле зрения  $1.2^\circ$  в двух спектральных диапазонах: в полосе ближнего УФ (NUV, 1770–2730Å) и дальнего УФ (FUV, 1350–1780Å). Особенность использованных приемников излучения (на основе микроканальных пластин) заставляла при проведении обзора избегать области с яркими объектами. Яркими для области NUV являются потоки

30000 событий в секунду ( $\approx 7 \cdot 10^{-12}$  эрг  $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2} \text{Å}^{-1}$ , или 9 зв. величина АВ), для области FUV — потоки 5000 событий в секунду ( $\approx 6 \cdot 10^{-12}$  эрг  $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2} \text{Å}^{-1}$ , или 9.6 зв. величина АВ). Вследствие этого, наблюдения не охватывают полностью область Serpens. Всего в рассматриваемой области в каталоге GALEX 122306 объектов. Некоторые из них не имеют измеренной величины FUV. Кроме того, большинство точечных объектов являются далекими галактиками. Из-за высокой чувствительности телескопа в каталоге присутствует много ложных объектов, случайных шумов, которые были приняты за реальные источники. В дальнейшем эти паразитные источники отсеются при кросс-идентификации, не найдя соответствий в других спектральных диапазонах.

#### 4. Кросс-корреляция с каталогом 2MASS

2MASS содержит информацию об инфракрасных величинах J, K и H. Мы сопоставили наш список источников, найденных в каталоге GALEX в области Serpens с каталогом 2MASS. Из-за низкого разрешения данных GALEX радиус корреляции был выбран равным  $3''$ . Всего в GALEX и 2MASS было идентифицировано 12306 объектов.

#### 5. Диаграммы «цвет–цвет»

Наш поиск был основан на наблюдательных свойствах известных звезд Т Тельца. Было рассмотрено их положение на двуцветных диаграммах и сделано предположение, что объекты, имеющие сходный показатель цвета с известными переменными этого типа, являются кандидатами в Т Тау $\tau$ 1.

Для выработки критериев отбора кандидатов в звезды Т Тау $\tau$ 1 были выбраны несколько пар показателей цвета. Лучшими, на наш взгляд, являются пары [FUV–NUV] vs [J–K], [FUV–NUV] vs [H–K], [NUV–R] vs [J–K] и [NUV–H] vs [J–K], позволяющие легко отделить известные Т Тау $\tau$ 1 от других звезд. На рис. 1 для примера представлена диаграмма [FUV–NUV] vs [J–K]. На основе анализа диаграмм были предложены следующие критерии:

Критерий I: [FUV–NUV] vs [J–K]:

$$0.8 < [J-K] < 2.4 \text{ и } 0.4 < [FUV-NUV] < 4.6;$$

Критерий II: [FUV–NUV] vs [H–K]:

$$0.25 < [H-K] < 1.2 \text{ и } 0.4 < [FUV-NUV] < 4.6;$$

Критерий III: [NUV–H] vs [J–K]:

$$0.8 < [J-K] < 2.4 \text{ и } 5.0 < [NUV-H] < 10.0;$$

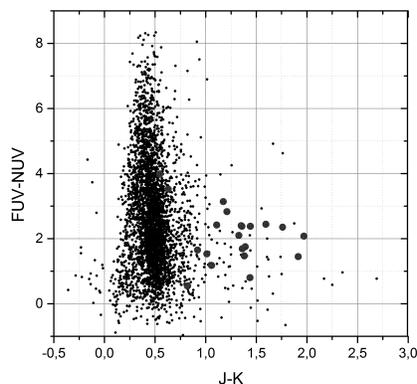


Рис. 1: Диаграмма  $[FUV-NUV]$  vs  $[J-K]$  для кандидатов в переменные Т Таурі. Известные звезды Т Таурі отмечены кружками.

Критерий IV:  $[NUV-R]$  vs  $[J-K]$ :

$$0.8 < [J-K] < 2.4 \text{ и } 1.5 < [NUV-R] < 7.0.$$

Объект относится к кандидатам в Т Таурі, если он соответствует хотя бы одному из этих критериев. Первому и второму критериям удовлетворяют 170 источников, третьему — 152, четвертому — 94. В общий список, объединяющий эти четыре, попал 301 объект.

Эффективность этих критериев может быть проверена по их способности детектировать известные звезды типа Т Таурі. К сожалению, в исследуемой области нет ни одной звезды, классифицированной как Т Таурі или как кандидат в Т Таурі. Однако эффективность критериев была проверена в работе [4], в которой аналогичные критерии применялись к звездам в молекулярном облаке Тельца (ТМС). Они оказались способны выделить все известные звезды Т Таурі в ТМС, которых там насчитывается 31.

## 6. Результаты

Из списка кандидатов были удалены звезды, ранее уверенно отнесенные проведенными исследованиями к другим типам. С помощью анализатора виртуальной обсерватории SED [5] мы оценили эффективные температуры объектов из списка, учитывая данные каталогов GALEX и 2MASS. Звезды горячее 7500 К были исключены. Кроме то-

го, объекты с известными собственными движениями, близкими к нулю, были отнесены к далеким галактикам и также исключены. Таким образом, всего было отобрано 67 кандидатов в переменные Т Таури. Выделяют два подтипа звезд Т Таури: классические звезды типа Т Таури (classical T Tauri stars, CTTS) и звезды типа Т Таури со слабыми линиями (weak-lined T Tauri stars, WTTS). Звезды обоих подтипов находятся на одной стадии эволюции, имеют малую массу, и их металличность близка к солнечной. Различие состоит в том, что в спектрах классических звезд типа Т Таури присутствуют сильные эмиссионные линии, указывающие на то, что эти звезды проявляют определенного рода активность. У звезд типа Т Таури со слабыми линиями эмиссионные линии гораздо слабее. Граница между подтипами проводится по эквивалентной ширине линии  $H_{\alpha}$ . На основе критериев из работы [4] на диаграмме [FUV–NUV] vs [J–K] могут быть разделены подтипы переменных Т Таури: 13 объектов были классифицированы как WTTS и 22 как CTTS.

Мы предполагаем провести дальнейшие исследования с помощью наземных телескопов для подтверждения нашего списка кандидатов и включения его объектов в программу наблюдений обсерватории «Спектр-УФ».

### Список литературы

1. M. Sachkov, B. Shustov, and A. I. Gómez de Castro, in *Proc. SPIE, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 10699, 106993G (2018).
2. D. C. Martin, J. Fanson, D. Schiminovich, P. Morrissey, et al., *ApJL*, **619**, L1, 2005.
3. S. J. Park, K. W. Min, K. I. Seon, W. Han, D. H. Lee, and J. Edelstein, *ApJ*, **754**, 10, 2012.
4. A. I. Gómez de Castro, J. Lopez-Santiago, F. López-Martínez, N. Sánchez, P. Sestito, E. de Castro, M. Cornide, and J. Yañez Gestoso, *ApJS*, **216**, 26, 2015.
5. A. Bayo, C. Rodrigo, D. Barrado Y Navascués, E. Solano, R. Gutiérrez, M. Morales-Calderón, and F. Allard, *A&A*, **492**, 277, 2008.

---

## Астрохимические базы данных как источник неопределенности при моделировании

Борщева Е.В., Виебе Д.З.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Исследована зависимость результатов астрохимического моделирования от выбора базы данных химических процессов. Показано, что в условиях, характерных для плотных ядер и периферии молекулярных облаков, использование баз данных KIDA и UDFA приводит к существенным (выше порядка величины) различиям результатов моделирования примерно для половины соединений, теоретическое содержание которых относительно водорода превышает  $10^{-12}$ . В условиях срединной плоскости протопланетного диска расхождение, превышающее порядок величины, наблюдается уже более чем для 70% молекул, как сложных, так и малоатомных. Таким образом, выбор базы данных для моделирования оказывается весьма критичным элементом исследования.

## Astrochemical databases as a source of modelling uncertainty

Borshcheva E.V., Wiebe D.S.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

We study the dependence of astrochemical modeling results on the choice of a chemical reaction ratefile. It is shown that at conditions typical of dense cores and periphery of molecular clouds, using either KIDA or UDFA ratefiles causes significant (higher than an order of magnitude) differences in modeling results for about a half of the compounds with theoretical abundances relative to hydrogen exceeding  $10^{-12}$ . At conditions of a protoplanetary disk midplane the difference, exceeding an order of magnitude, is obtained for more than 70% of the species, both complex and simple. Thus, the choice of a ratefile for modeling is a rather critical element of an investigation.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.011

### 1. Введение

Одним из основных источников информации о процессах, происходящих в межзвездной и околозвездной среде, являются наблюдения молекулярных линий. В настоящее время количество надежно идентифицированных молекул превзошло 200 [1], и в их список входят

соединения с количеством атомов до 13 [2]. Однако эти молекулы не перемешаны с молекулярным водородом. Их распределение по исследуемому объекту отражает не столько распределение молекулярного вещества, сколько происходящие в исследуемом объекте сложные химические процессы, среди которых есть взаимодействия молекул как друг с другом, так и с различными внешними факторами (ультрафиолетовое излучение, космические лучи).

Для интерпретации наблюдений молекулярных линий используются астрохимические модели различной степени сложности — химически-равновесные, псевдоравновесные (с нестационарной химией, но с постоянными физическими параметрами), неравновесные (с нестационарной химией и эволюционирующими физическими параметрами), самосогласованные (с согласованным расчетом физической и химической эволюции). В основе всех этих моделей лежат астрохимические базы данных, в которых содержится информация о химических реакциях и параметрах, необходимых для вычисления коэффициентов скоростей этих реакций. Как правило, в такие базы данных включаются только двухчастичные процессы (может быть, с небольшим дополнительным списком трехчастичных реакций). Для вычисления коэффициентов скоростей используются простые параметризации, зависящие не более чем от трех параметров. Например, для двухчастичных реакций наиболее распространенная параметризация выглядит так (модифицированный закон Аррениуса):

$$k = \alpha \left( \frac{T}{300 \text{ K}} \right)^\beta \exp(-\gamma/T),$$

где  $k$  — коэффициент скорости реакции,  $T$  — температура газа,  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  — параметры, содержащиеся в базе данных.

Сейчас наиболее широко используются базы данных газофазных реакций KIDA [3] и UDFA [4]. Имеется также несколько менее распространенных баз данных, как например ALCHEMIS [5] или база данных Р. Гэррода [6], включающих в себя также процессы в ледяных мантиях пылевых частиц. Все эти базы данных несколько отличаются друг от друга наборами компонентов, наборами реакций, параметрами и даже выбранными параметризациями для ряда реакций. При этом четкие критерии выбора базы данных для использования в конкретной модели отсутствуют. В данной работе мы рассматриваем, насколько выбор базы данных (UDFA или KIDA) влияет на результаты моделирования в различных физических условиях при использовании псевдонравновесной модели.

Таблица 1: Физические условия, использованные при моделировании.

$n$ , см <sup>-3</sup>	$T$ , К	$G_0$	Объект
$2 \cdot 10^6$	10	0	Темное плотное ядро
$2 \cdot 10^8$	100	0	Срединная плоскость протопланетного диска
$2 \cdot 10^4$	30	1	Периферия молекулярного облака

Таблица 2: Начальный химический состав.

Компонент	Содержание относительно Н
H	$10^{-4}$
H <sub>2</sub>	$4.9995 \cdot 10^{-1}$
He	$9 \cdot 10^{-2}$
C	$1.68 \cdot 10^{-4}$
Cl	$10^{-9}$
N	$6.2 \cdot 10^{-5}$
O	$2.4 \cdot 10^{-4}$
S	$8.0 \cdot 10^{-8}$
Si	$8.0 \cdot 10^{-9}$
Fe	$3.0 \cdot 10^{-9}$
Mg	$7.0 \cdot 10^{-9}$
Na	$2.0 \cdot 10^{-9}$
P	$2.0 \cdot 10^{-10}$
F	$2.0 \cdot 10^{-8}$

## 2. Псевдонравновесная модель с различными физическими параметрами

Мы рассматриваем три варианта физических условий, примерно соответствующих трем различным астрофизическим объектам (табл. 1). Здесь  $n$  — концентрация ядер водорода,  $T$  — температура газа,  $G_0$  — интенсивность ультрафиолетового (УФ) излучения, нормированная на интенсивность УФ излучения в солнечной окрестности [7]. Содержания веществ по отношению к числу ядер водорода рассматриваются на промежутке времени до  $10^8$  лет с использованием модели Presta [8] и баз данных (БД) газофазных химических реакций UDFA и KIDA. Для расчетов поверхностных процессов использовались реакции и энергии десорбции из базы данных ALCHEMIS. Начальные концентрации веществ (по отношению к водороду) приведены в табл. 2.

В БД KIDA для каждой реакции указан температурный диапазон, в котором рекомендуется использовать ее параметры. В каждом случае выбирались реакции, соответствующие используемой температуре. В сетках UDFA и KIDA встречаются различные названия одних и тех же веществ, а также (вероятно) структурные изомеры. Для удобства (и последующего сравнения) названия веществ заменялись на названия, используемые в сетке ALCHEMIS. Замена производилась при наличии достаточных оснований (к примеру, совпадение названий веществ в их описаниях на сайтах UDFA и KIDA и хорошее совпадение реакций с этим веществом в KIDA и ALCHEMIS). В KIDA имеются линейные и циклические изомеры некоторых веществ, например,  $s\text{-C}_3\text{H}_2$  и  $l\text{-C}_3\text{H}_2$ ). Там, где удавалось установить соответствие обозначений в KIDA и UDFA, имена веществ из KIDA заменялись на имена из UDFA. Следует отметить, что динамика концентраций линейных и циклических изомеров в KIDA выглядит схожей (для реакций с линейными веществами есть их аналоги — реакции с циклическими веществами; константы скоростей реакций в таких случаях либо совпадают, либо отличаются не более чем на порядок).

### 3. Результаты сравнения

Для каждого компонента, включенного и в KIDA, и в UDFA, при условии что его концентрация в какой-либо момент времени хотя бы в одной из сеток достигает  $10^{-12}$ , мы строили графики эволюции логарифма концентрации на указанном промежутке времени и вычисляли площадь между графиками концентраций, соответствующими UDFA и KIDA. В каждом из указанных выше случаев (темное плотное ядро, диск, периферия молекулярного облака) вещества были отсортированы по возрастанию площади между графиками и разделены на две группы. В первую группу включались компоненты, у которых площадь составляла менее 10 единиц, во вторую — с площадью более 10 единиц. Эти единицы условны и указывают на общее согласие или несогласие расчетов с двумя БД на протяжении всего рассмотренного времени. Примерно можно сказать, что содержания компонентов из первой группы, посчитанные при помощи БД KIDA и UDFA, расходятся не более чем на порядок. С точки зрения прочих неопределенностей моделирования и наблюдений такое расхождение можно считать приемлемым. Для компонентов из второй группы расхождения, вообще говоря, слишком велики, чтобы ими можно было пренебречь.

Результаты распределения компонентов по группам обобщены в табл. 3. В ее первом столбце указан вариант физических условий,

Таблица 3: Результаты сравнения астрохимических баз данных.

Модель		Полное число	Группа 1	Группа 2
физическая	химическая			
1	gas	183	56%	44%
1	sur	344	67%	33%
2	gas	184	28%	72%
2	sur	237	22%	78%
3	gas	97	59%	41%
3	sur	117	83%	17%

идентифицируемый номером строки в табл. 1. Во втором столбце указан тип химической модели: «gas» для чисто газофазной модели и «sur» для модели с учетом поверхностных процессов. В столбце 3 приводится полное количество компонентов, удовлетворяющих перечисленным выше условиям, а в столбцах 4 и 5 — их относительное распределение по группам.

В моделях, соответствующих плотному темному ядру и периферии молекулярного облака, большая часть молекул попала в первую группу, что означает приемлемое согласие результатов расчетов с использованием UDFA и KIDA, причем добавление поверхностных процессов улучшает согласие. Однако во вторую группу также попадает значительное количество молекул, в моделях с чисто газофазной химией (в наибольшей степени отражающих различия между БД) незначительно отличающееся от половины. Иными словами, при исследовании химической эволюции плотного молекулярного ядра с учетом поверхностных процессов результат моделирования примерно для трети компонентов сильно зависит от выбора БД. В их число входят, главным образом, многоатомные соединения, однако более детальный анализ показывает, что подобная неопределенность наблюдается и примерно для 10-15% двух-трехатомных молекул.

В более плотном газе ситуация ухудшается. Как в газофазной модели, так и в модели с поверхностными процессами в первую группу попадает менее 30% молекул. Неопределенность, превышающая порядок величины, наблюдается для большинства молекул, причем не только для сложных, но и для малоатомных соединений. Добавление поверхностных реакций в этом случае ухудшает согласие.

#### 4. Заключение

В настоящее время используется несколько БД для астрономического моделирования, наиболее распространенными из которых являются БД UDFA и KIDA. Они фактически равнопопулярны, и весомые доводы в пользу выбора одной из них для конкретной задачи отсутствуют. Наши результаты показывают, что выбор БД существенно определяет теоретическую эволюцию многоатомных, а в условиях протопланетного диска и малоатомных молекул.

#### Список литературы

1. B. A. McGuire, *ApJS*, **239**, 17, 2018.
2. B. A. McGuire, A. M. Burkhardt, S. Kalenskii, C. N. Shingledecker, A. J. Remijan, E. Herbst, and M. C. McCarthy, *Science*, **359**, 202, 2018.
3. V. Wakelam, J.-C. Loison, E. Herbst, B. Pavone, et al., *ApJS*, **217**, 20, 2015.
4. D. McElroy, C. Walsh, A. J. Markwick, M. A. Cordiner, K. Smith, and T. J. Millar, *A&A*, **550**, A36, 2013.
5. D. Semenov and D. Wiebe, *ApJS*, **196**, 25, 2011.
6. A. Belloche, R. T. Garrod, H. S. P. Müller, and K. M. Menten, *Science*, **345**, 1584, 2014.
7. B. T. Draine, *ApJS*, **36**, 595, 1978.
8. O. V. Kochina, D. S. Wiebe, S. V. Kalenskii, and A. I. Vasyunin, *Astron. Rep.*, **57**, 818, 2013.

# Методы астрономии

## Калибровка BVRI-фотометра телескопа АстроСиб-500RC Коуровской обсерватории

Пахомов Ю.В.<sup>1</sup>, Горда С.Ю.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Коуровская астрономическая обсерватория Уральского федерального университета, Екатеринбург, Россия*

На основе наблюдений звезд площадки Ландольта L98 проведена калибровка фотометрической системы BVRI-фотометра, установленного на телескопе АстроСиб-500RC Коуровской обсерватории. Определены коэффициенты трансформации инструментальных звездных величин и показателей цвета.

## Calibration of the BVRI photometer of the AstroSib-500RC telescope at Kourovka Observatory

Pakhomov Yu.V.<sup>1</sup>, Gorda S.Yu.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Kourovka Astronomical Observatory, Ural Federal University, Yekaterinburg, Russia*

Based on observations of the Landolt L98 stars the photometric system of the BVRI photometer installed on the AstroSib-500RC telescope at the Kourovka Observatory was calibrated. Transformation coefficients of instrumental stellar magnitudes and color indices were determined.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.012

### 1. Введение

Фотометрические измерения в разных фильтрах играют важную роль в астрофизических исследованиях. Данные широкополосной фотометрии приближенно описывают распределение энергии в спектре наблюдаемого объекта и отражают его характеристики. Для качественных исследований требуется знать звездные величины в какой-либо стандартной фотометрической системе, хорошо откалиброванной для преобразования в абсолютные потоки. Однако при наблюдениях очень сложно добиться воспроизведения стандартных кривых пропускания фильтров. Особенно это касается старых фотометрических систем, таких как *UBV* Джонсона-Моргана, основанных на наблюдениях на ФЭУ [1], поскольку современные приемники излучения (обычно ПЗС)

обладают иной кривой чувствительности. Общая кривая пропускания является произведением спектральной пропускной способности атмосферы, оптики телескопа и спектрографа, а также спектральной чувствительности приемника излучения. В итоге получаемые в наблюдениях звездные величины, называемые инструментальными, отличаются от реальных, и, следовательно, появляется зависимость от поведения распределения энергии в спектре. В случае звезд это зависит от наклона пашеновского континуума, который характеризуется показателем цвета ( $B - V$ ). Чтобы избежать этого, проводят дифференциальные наблюдения звезд сравнения с близкими значениями показателя цвета ( $B - V$ ) и блеска исследуемого объекта. Но не всегда удается найти такие комбинации звезд в небольшом поле зрения, и приходится обязательно учитывать зависимость от ( $B - V$ ). Таким образом, требуется калибровка инструментальной фотометрической системы. Для этого проводятся наблюдения стандартных звездных площадок с хорошо определенными значениями блеска звезд в разных фильтрах. Одними из самых используемых стандартов являются площадки Ландольта [2]. Целью данной работы является фотометрическая калибровка телескопа АстроСиб-500RC с *BVRI*-фотометром, установленного в Коуровской обсерватории в 2018 г.

## 2. Наблюдения, обработка, анализ

Поскольку основной целью фотометрических наблюдений была активная звезда PZ Моп, для калибровки была выбрана ближайшая стандартная площадка Ландольта L98 со звездой HD 50209 в центре ( $\alpha_{2000} = 06:52:10.4$ ,  $\delta_{2000} = -00:17:43.93$ ). Наблюдения проведены 16 марта 2019 г. с помощью *BVRI*-фотометра и ПЗС матрицы FLI PL230 (e2v CCD230-42-1-143,  $2048 \times 2064$ , размер пикселя 15 мкм), масштаб  $0.772''/\text{pix}$ . Для каждого фильтра получено по 10 кадров со временем экспозиции  $40^s$  ( $B$ ),  $20^s$  ( $V$ ),  $15^s$  ( $R$  и  $I$ ), которые были усреднены с помощью медианной фильтрации. Предварительная обработка (учет bias, темнового тока и плоского поля) ПЗС изображений выполнена в программе MaxIm DL ver4.60. Астрометрическая привязка FITS кадров к системе координат FK5 (equinox J2000, epoch J2000) проведена на сайте проекта Astrometry.net<sup>1</sup> [3].

Фотометрия звезд на ПЗС кадрах выполнена в пакете DAOPHOT программного комплекса MIDAS<sup>2</sup>. Полная ширина FWHM профиля

<sup>1</sup><http://nova.astrometry.net>

<sup>2</sup><https://www.eso.org/sci/software/esomidas>

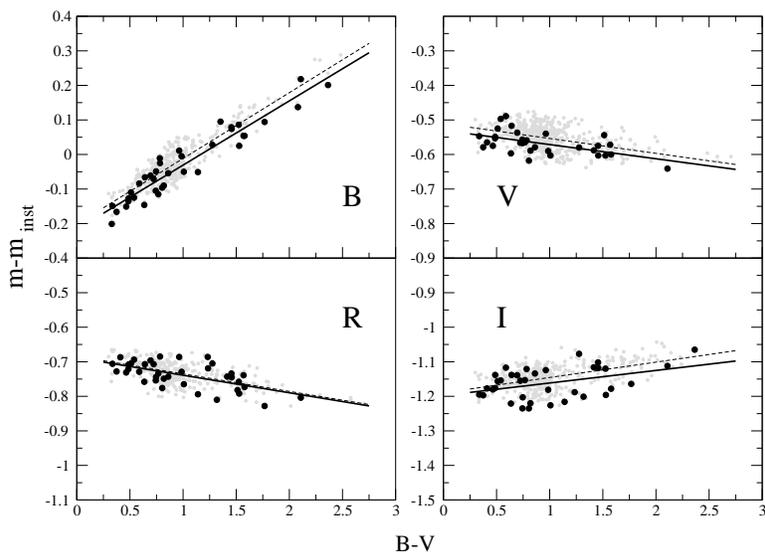


Рис. 1: Зависимости разницы реальных и инструментальных звездных величин от показателя цвета ( $B - V$ ). Черные кружки — первичные звезды-стандарты [2], серые — вторичные [4]. Толстая линия — линейная регрессия, построенная по первичным стандартам, тонкая штриховая — по вторичным стандартам.

звезд составила 4 pix, поток от звезды интегрировался в кружке радиусом 8 pix, поток от неба измерялся в кольце радиусом от 14 до 21 pix. Профиль звезд аппроксимировался функцией Ренпу — суммой функций Гаусса и Лоренца, вытянутых в произвольном направлении. Внутренняя точность фотометрии составила около  $0.01^m$  для звезд до  $12-15^m$  и около  $0.03^m$  для звезд  $17^m$ . Автоматически определенные положения ( $x, y$ ) всех обнаруженных звезд на кадрах были преобразованы в небесные координаты с помощью инструментов WCStools<sup>3</sup> и отождествлены со списком площадки L98 [2].

Нами использованы калибровочные зависимости для звездных величин  $m = m_{\text{inst}} + a + b(B - V)$  и для показателей цвета  $C = c + dC_{\text{inst}}$ . Звездные величины стандартов и их показатели цвета ( $B - V$ ) были исправлены за влияние атмосферы. Ослабления блеска в фильтрах  $BVRI$  приняты равными 0.2037, 0.1075, 0.069,  $0.02^m$  на одну воз-

<sup>3</sup><http://tdc-www.harvard.edu/wcstools>

душную массу, соответственно. Наблюдения проведены при среднем значении воздушной массы около 1.8.

На рис. 1 черными кружками показаны зависимости  $m - m_{\text{inst}}$  от показателя цвета  $(B - V)$  для разных фильтров. Анализ этих зависимостей показал, что среднеквадратичное отклонение инструментальных величин составляет около  $0.03^m$ , что значительно превышает внутреннюю оценку ошибки ПЗС фотометрии. Поэтому для увеличения статистики были использованы и вторичные стандарты площадки L98 из работы [4], точность которых находится в пределах найденного отклонения. На рис. 1 они отмечены серыми кружками. По этим данным построена линейная регрессия для каждого фильтра, показанная на рис. 1 толстой линией для первичных стандартов и тонкой штриховой для вторичных стандартов. Значения коэффициентов линейной регрессии приведены в табл. 1.

Величины нуль-пункта  $a$  отличаются не более, чем на величину ошибок или типичного разброса данных. Во всех случаях наклоны прямой  $b$  совпадают в пределах ошибок. При дифференциальных измерениях блеска важна только величина  $b$ , поскольку разница звездных величин исследуемой звезды и звезды сравнения (comp)

$$\Delta m = m_{\text{inst}} - m_{\text{inst}}^{\text{comp}} + b[(B - V) - (B - V)^{\text{comp}}]$$

не зависит от  $a$ .

Из табл. 1 следует, что наибольший наклон имеют данные для фильтра  $B$ . Возможной причиной является снижение чувствительности ПЗС матриц в синей области. Неучет коэффициентов преобразования приведет к большим ошибкам при дифференциальном измерении, около  $0.1^m$  при  $\Delta(B - V) = 0.5^m$ .

На рис. 2 показаны зависимости между инструментальными и реальными показателями цвета. В табл. 2 приведены коэффициенты линейной регрессии. В данном случае использованы только вторичные

Таблица 1: Коэффициенты линейной регрессии калибровки инструментальных звездных величин.

Фильтр	Первичный стандарт		Вторичный стандарт	
	$a$	$b$	$a$	$b$
$B$	$-0.202 \pm 0.005$	$+0.190 \pm 0.005$	$-0.216 \pm 0.011$	$+0.186 \pm 0.010$
$V$	$-0.511 \pm 0.004$	$-0.043 \pm 0.004$	$-0.530 \pm 0.011$	$-0.041 \pm 0.011$
$R$	$-0.684 \pm 0.004$	$-0.051 \pm 0.004$	$-0.688 \pm 0.011$	$-0.051 \pm 0.011$
$I$	$-1.190 \pm 0.004$	$+0.044 \pm 0.004$	$-1.198 \pm 0.015$	$+0.036 \pm 0.014$

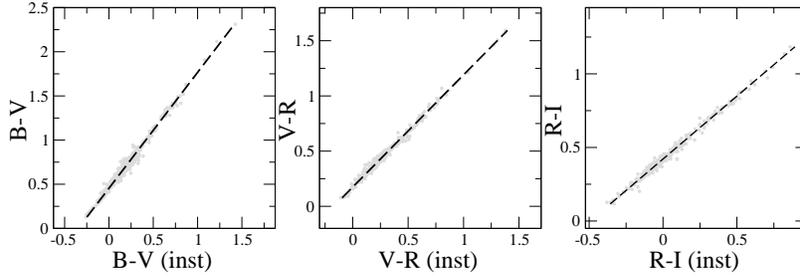


Рис. 2: Зависимости между инструментальными и реальными показателями цвета, построенные с использованием вторичных стандартов.

Таблица 2: Коэффициенты линейной регрессии калибровки инструментальных показателей цвета.

Показатель цвета	$c$	$d$
$B - V$	$+0.460 \pm 0.003$	$+1.288 \pm 0.009$
$V - R$	$+0.178 \pm 0.002$	$+1.005 \pm 0.006$
$R - I$	$+0.422 \pm 0.002$	$+0.844 \pm 0.005$

стандарты, поскольку, как показано выше, в пределах ошибок отсутствует различие с первичными стандартами. Среднее квадратичное отклонение для всех показателей цвета составляет  $0.046^m$ .

### 3. Заключение

В работе определены коэффициенты преобразования инструментальных звездных величин в систему  $BVRI$  Джонсона. Хотя полученные инструментальные измерения имеют относительно немалый разброс (среднеквадратичное отклонение  $0.03^m$ ), наклон зависимостей определяется весьма уверенно и обеспечивает точность измерения дифференциальных звездных величин не хуже  $0.01^m$  даже при использовании звезд сравнения с разным показателем цвета.

### Список литературы

1. H. L. Johnson and W. W. Morgan, *ApJ*, **117**, 313, 1953.
2. A. U. Landolt, *AJ*, **104**, 340, 1992.
3. D. Lang, D. W. Hogg, K. Mierle, M. Blanton, and S. Roweis, *AJ*, **139**, 1782, 2010.
4. J. L. Clem and A. U. Landolt, *AJ*, **146**, 88, 2013.

## Оценка точности измерения эквивалентных ширин

Пахомов Ю.В.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Выполнен анализ зависимости ошибок измерения эквивалентных ширин (EW) от основных типов шумов ПЗС матрицы (распределения вероятности Гаусса, Пуассона и равномерное), их мощности и интенсивности спектральных линий. Показано, что 1) зависимость от типа шума отсутствует; 2) ошибки обратно пропорциональны отношению сигнала к шуму ( $SN$ ); 3) существует зависимость от интенсивности линии. Выведена эмпирическая формула ошибки, как функция  $SN$  и  $EW$ .

### Accuracy estimation of equivalent width measurements.

Pakhomov Yu.V.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

The analysis of the dependence of measurement accuracy of equivalent widths (EW) on the main types of CCD noise (Gaussian, Poisson and uniform probability distributions), their power and spectral line intensities is performed. It is shown that 1) there is no dependence on the noise type; 2) errors are inversely proportional to the signal-to-noise ratio ( $SN$ ); 3) there is a dependence on the line intensity. An empirical formula for error is derived, as a function of  $SN$  and  $EW$ .

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.013

### 1. Введение

Эквивалентная ширина (EW) является важной интегральной характеристикой интенсивности спектральной линии и отражает условия ее формирования в звездной атмосфере. Поэтому анализ измерений EW позволяет определять основные звездные параметры: эффективную температуру, ускорение силы тяжести, микротурбулентную скорость и содержания химических элементов, которые играют важную роль в понимании физики и эволюции звезд и звездных систем. Преимуществом использования EW по сравнению с синтетическим спектром является независимость ее значений от скорости вращения звезды, скорости макротурбулентности и спектрального разрешения, что положительно сказывается на точности оценки звездных параметров. Основной вклад в ошибку измерений EW вносят шумы в спектре. При

высоком качестве спектров достаточно проинтегрировать наблюдаемый профиль, но в случае большого уровня шума такой подход значительного увеличивает ошибку, поэтому применяют различные методы описания профиля линии [1]. Оценка ошибок EW в общем случае весьма сложна, и обычно ограничиваются некоторыми предположениями [2]. Современные методы минимизации ошибок, используя теоретический профиль линии, позволяют более корректно и точно измерять EW [3]. В данной работе представлен численный анализ точности измерения EW в зависимости от типа шумов, их мощности и интенсивности спектральных линий.

## 2. Метод

В качестве «эталоны» взята линия FeI  $\lambda 5126.132 \text{ \AA}$  со следующими параметрами: потенциал возбуждения нижнего уровня  $E_{\text{low}}=3.237 \text{ эВ}$ , сила осциллятора  $\log gf = -3.470$ , постоянная радиационного затухания  $\log \gamma_{\text{rad}} = 7.770$ , коэффициент уширения Штарка (на один электрон)  $\log \gamma_4 = -6.060$ , коэффициент уширения ван дер Ваальса (на один атом)  $\log \gamma_6 = -7.810$ . Для модели солнечной атмосферы MARCS рассчитана кривая роста линии, и для значений содержания железа, при которых  $EW_0=10, 30, 50, 80, 100$  и  $120 \text{ m\AA}$ , вычислены профили с помощью программы `synthV` [4] и свернуты с профилями скорости вращения звезды  $1 \text{ км с}^{-1}$ , макротурбулентной скорости  $3.5 \text{ км с}^{-1}$  и спектрального разрешения  $R = 50\,000$ . Размер «пиксела», то есть шаг по длинам волн, взят равным  $0.01 \text{ \AA}$ . Затем каждый профиль был искусственно зашумлен отдельно тремя видами шумов со значениями отношения сигнала к шуму  $SN=10, 20, 50, 100$  и  $200$ . Для этого использовались шумы с равномерным распределением вероятности, распределениями Пуассона и Гаусса. Дискретное распределение Пуассона наиболее характерно для ПЗС матриц, где каждое событие — это поглощение фотона и выбивание электрона в фоточувствительном слое. Распределение Гаусса — предельный случай распределения Пуассона при большом числе отсчетов. В некоторых случаях при слабом сигнале может доминировать инструментальный шум (тепловой, темновой), который не показывает сильных выбросов и представляется близким к равномерному распределению.

В работе не рассматривается шум, связанный со следами космических частиц, которые могут значительно исказить полученный результат. Предполагается, что спектральные наблюдения выполнены грамотно: времена экспозиций выбраны не более, чем по 30 минут, а набор кадров при обработке был усреднен методом медианной филь-

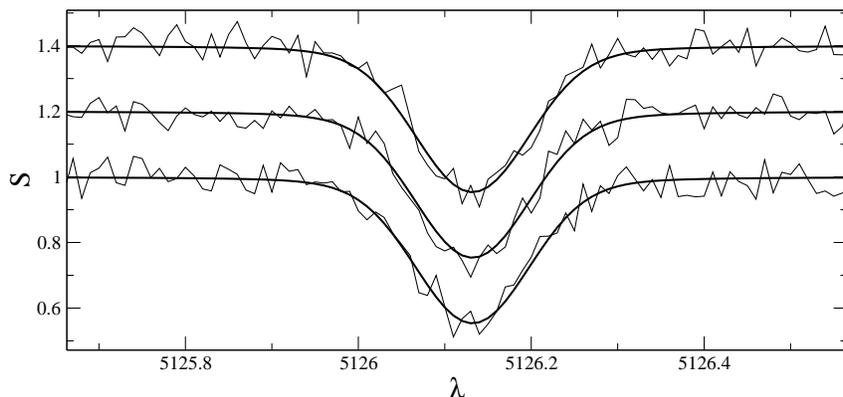


Рис. 1: Пример шума при  $SN = 30$  для линии с  $EW_0 = 80 \text{ mÅ}$ . Распределения вероятности шума снизу вверх: Гаусса, Пуассона, равномерное.

трации, позволяющим избавиться от влияния следов космических частиц.

Вычисление случайных шумов проведено на языке Perl Data Language (PDL) с помощью пакета PDL-GSL-RNG (GNU Scientific Library). Использовался генератор случайных чисел random128\_glibc2 со случайным начальным элементом.

Генерируемый шум  $N$  для всех видов распределения вероятности в непрерывном спектре с сигналом  $S$  определялся величиной среднеквадратичного отклонения  $\sigma = \sqrt{\frac{\sum (s_i - \bar{S})^2}{n}} = 1/SN$  и средним значением равным 0. Во всех случаях шум по профилю линии дополнительно умножался на фактор  $1/\sqrt{F/F_{\text{cont}}}$ , чтобы отразить свойство шума  $N = \sqrt{S}$ . На рис. 1 представлен пример зашумленного спектра при  $SN = 30$  для линии с  $EW_0 = 80 \text{ mÅ}$ .

Зашумленный спектр в дальнейшем был аппроксимирован в интервале длин волн  $\Delta\lambda = 0.35 \text{ Å}$  от центра линии профилем Фойгта с помощью программы synthV и метода нелинейного приближения Левенберга-Марквардта. Свободными параметрами были содержание железа, лучевая скорость и скорость макротурбуленции. Рассчитанный по найденным параметрам профиль был использован для вычисления значения  $EW$  спектральной линии, которое из-за шумов отличается от реального  $EW_0$ . Эти операций (генерирование шума и определение  $EW$ ) были выполнены 300 раз, что позволило исследовать

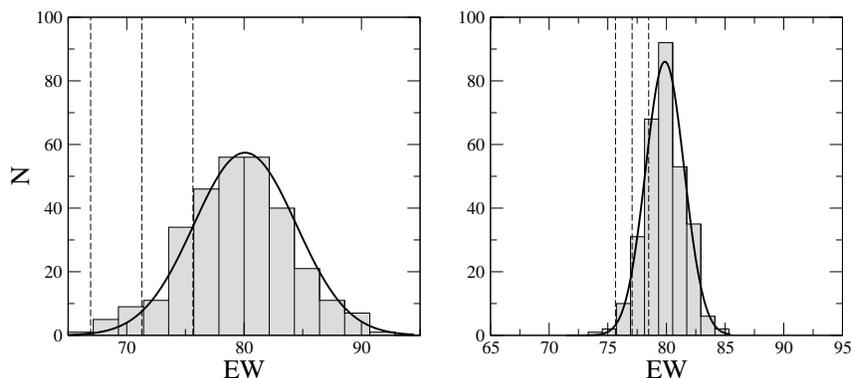


Рис. 2: Пример гистограмм распределения измеренных эквивалентных ширин для линии с  $EW_0=80$  mÅ при  $SN = 20$  (слева) и при  $SN = 50$  (справа), шум — распределение Пуассона. Штриховыми вертикальными линиями отмечены уровни  $\sigma$ ,  $2\sigma$ ,  $3\sigma$ .

распределение значений EW. Пример таких гистограмм приведен на рис. 2. Распределение измеренных значений EW оказался близким к нормальному, среднеквадратичное отклонение которого и будет отражать ошибку определения EW при заданных условиях. На рис. 2 также приведены отклонения на уровне  $\sigma$ ,  $2\sigma$  и  $3\sigma$ . Подобные действия повторены для каждого значения  $SN$ ,  $EW_0$  и каждого типа распределения, всего 27 000 операций.

### 3. Анализ ошибок эквивалентных ширин

Результаты вычислений — зависимости ошибок EW на уровне  $1\sigma$  от сигнала к шуму  $SN$ , показаны на рис. 3. Оси представлены в логарифмической шкале, в этом случае зависимости близки к линейным, а коэффициент наклона близок к  $-1$ , то есть  $\delta EW \sim 1/SN$ . Действительно, если разброс значений потока в спектре определяется  $SN$ , то ошибка EW может быть оценена как  $\delta EW = \Delta\lambda\sqrt{n}/SN$ , где  $\Delta\lambda$  — ширина профиля линии, а  $n$  — число пикселей в профиле линии. Поэтому все найденные зависимости аппроксимировались линеаризованным соотношением  $\lg \delta EW = \lg a - \lg SN$ . Коэффициент  $a$  для рассматриваемых вероятностей распределения показан на рис. 4, откуда видно, что в пределах ошибок все распределения равнозначны. Также есть тенденция увеличения значений  $a$  с EW,  $a = 52.8 + 0.004419 EW^2$ , хотя ширина интервала, в котором производи-

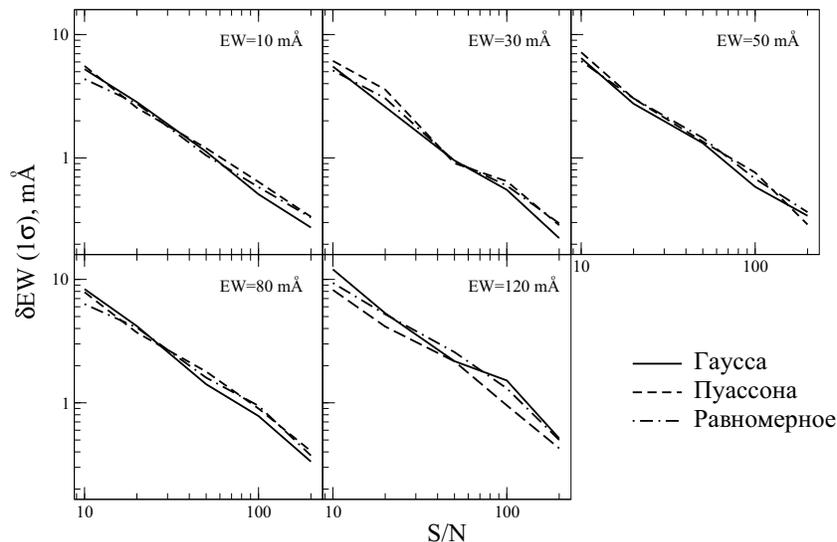


Рис. 3: Зависимости вычисленных ошибок  $EW$  спектральных линий от отношения сигнала к шуму.

лась аппроксимация данных, не изменялась, как и количество точек в нем. Таким образом,

$$\delta EW = 3 \times \frac{52.8 + 0.004419 EW^2}{SN} \quad (1)$$

для уровня  $3\sigma$ , что характеризует 99% измерений.

Рассмотренные выше вычисления относятся непосредственно к профилю спектральной линии. Но кроме того, на ошибки  $EW$  влияет качество проведения непрерывного спектра. В общем случае средний уровень континуума проводится с точностью, соответствующей стандартной ошибке среднего, то есть  $\frac{1}{SN\sqrt{n}}$ . Следовательно, ошибка  $EW$ , вследствие шумов в непрерывном спектре, будет равна

$$\delta EW_{\text{cont}} = \frac{\Delta\lambda}{SN\sqrt{n}} \quad (2)$$

Однако на практике редко можно встретить участок континуума без спектральных линий. Поэтому реальная ошибка проведения непрерывного спектра бывает гораздо больше, и для оценки ошибки  $EW$  необходимо рассматривать каждый конкретный случай.

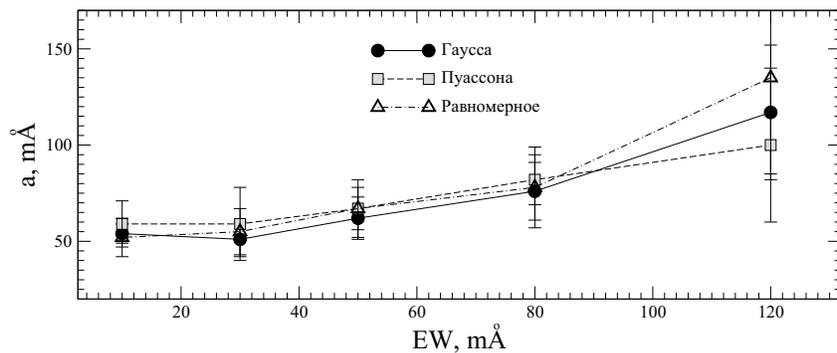


Рис. 4: Зависимость коэффициента  $a$  от эквивалентной ширины.

#### 4. Заключение

Проведенное моделирование показало, что ошибки измерения эквивалентной ширины

1. не зависят от типа шума, а, следовательно, и от линейной комбинации таких шумов
2. обратно пропорциональны отношению сигнала к шуму
3. зависят от интенсивности спектральной линии
4. могут быть оценены эмпирической формулой (1)
5. зависят от качества проведения непрерывного спектра, минимальное значение описывается формулой (2)

#### Список литературы

1. S. G. Sousa, N. C. Santos, G. Israelian, M. Mayor, and M. J. P. F. G. Monteiro, *A&A*, **469**, 783, 2007.
2. K. Vollmann and T. Eversberg, *Astronomische Nachrichten*, **327**, 862, 2006.
3. W. Kang and S.-G. Lee, *MNRAS*, **425**, 3162, 2012.
4. V. Tsymbal, T. Ryabchikova, and T. Sitnova, in *Physics of Magnetic Stars*, *ASP Conf. Ser.*, volume 518 (2019).

---

## Эволюция базы данных параметров спектральных линий VALD

Пахомов Ю.В., Рябчикова Т.А.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

В статье описано современное состояние базы данных атомных параметров спектральных линий VALD (Vienna Atomic Line Database), которая была создана в рамках международного сотрудничества ученых Австрии, России и Швеции в 1995 г. Продолжающееся сотрудничество, в основном, ученых России и Швеции привело к значительному расширению VALD как в количественном, так и в качественном отношении. Приводится статистика использования VALD астрономическим сообществом.

### Evolution of spectral line parameters database VALD

Pakhomov Yu.V., Ryabchikova T.A.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

We describe present state of Vienna Atomic Line Database (VALD), which was created by the mutual efforts of the astronomers from Austria, Russia and Sweden. The continuing cooperation, mainly by the scientists from Russia and Sweden resulted in the significant evolution of VALD both quantitatively and qualitatively. The statistics of VALD use in different astronomical applications is given.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.014

#### 1. Введение

Спектры астрономических объектов наряду с фотометрией являются важнейшими источниками информации о строении Вселенной. Подавляющая часть оптического излучения идет к нам от звезд и звездных систем — галактик. Моделирование спектров звезд позволяет изучать химический состав звезд и галактик, их динамику и эволюцию. Однако, для адекватного моделирования необходимо иметь параметры процессов формирования спектров (скорости фотоионизации, рекомбинации, ударных процессов и т.д.) и атомные параметры сотен миллионов спектральных линий, из которых и состоят спектры. Для оценки качества атомных параметров и облегчения доступа к ним были созданы специальные базы данных. Одной из наиболее известных яв-

ляется Atomic Spectra Database<sup>1</sup>, созданная в Национальном институте стандартов и технологий (NIST) в США [1]. NIST ASD содержит, в основном, данные, полученные из лабораторных экспериментов, которые составляют очень важную по точности, но, к сожалению, малую часть данных, необходимых для детального спектрального анализа.

В 1991 г. в Вене (Австрия) группа астрофизиков из Австрии, России и Швеции приступила к созданию базы данных атомных параметров спектральных линий открытого доступа с целью облегчения расчетов звездных спектров. Венская база данных параметров спектральных линий VALD (Vienna Atomic Line Database) быстро стала одной из самых используемых в мире среди астрофизиков, поскольку она содержит экспериментальные данные для детального анализа спектров звезд, а также огромное количество менее точных теоретических данных для расчета поглощения. Основа VALD — компиляция данных из разных источников, включая NIST ASD, списки теоретических расчетов В. Kurucz<sup>2</sup> и множество отдельных статей. Первая версия VALD [2, 3, 4] стала доступна для пользователей в 1994 г. Она содержала данные для около 1 миллиона спектральных линий. В 1999 г. появилась вторая версия базы данных [5, 6, 7]. Число линий увеличилось более, чем в два раза (около двух миллионов переходов между уровнями с экспериментально измеренными энергиями), а кроме того были добавлены расчеты для более 40 миллионов предсказанных линий. В 2012 г. подготовлена третья версия VALD [8, 9], содержащая около 250 миллионов линий атомов и около 1.5 миллиардов линий некоторых двухатомных молекул (TiO, CN, CH, C<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, SiH, FeH, MgH и др.) и воды. База данных постоянно пополняется новыми списками, а в 2016 г. в VALD было включено изотопное расщепление и была создана отдельная база с коэффициентами сверхтонкого расщепления [10].

## 2. Современное состояние

К настоящему времени VALD содержит точные лабораторные длины волн для 1.804 млн. спектральных линий 299 атомов и ионов 80 элементов (рис. 1). Вероятности переходов (силы осцилляторов) для части этих линий были определены в экспериментах, а для оставшихся рассчитаны<sup>3</sup>. Эти данные используются при детальном спектральном анализе. Теоретические данные для 254 млн. предсказан-

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

<sup>2</sup><http://kurucz.harvard.edu/atoms/>

<sup>3</sup><http://kurucz.harvard.edu/atoms/>

The image shows a periodic table of elements from the VALD database. The elements are arranged in rows and columns, with their atomic numbers and names. The table is color-coded: white background for elements with missing data, bold text for elements with stable isotope data, and slanted text for elements with superheavy element data. The table includes the main body of elements, the Lanthanides series (La to Lu), and the Actinides series (Ac to Lr). The elements are grouped into periods and groups, with labels like IA, IIA, IIIA, etc., at the top. The atomic numbers are written in small text above each element symbol.

Рис. 1: Полнота представления данных по элементам в VALD. Элементы на белом фоне отсутствуют в базе данных. Жирным шрифтом отмечены элементы, для которых есть данные по стабильным изотопам, наклонным шрифтом — элементы с данными по сверхтонкому расщеплению.

ных атомных линий используются при расчетах линейчатого поглощения в моделировании атмосфер звезд. Кроме того VALD содержит 1.5 млрд. наблюдаемых и предсказанных молекулярных линий. Почти все элементы представлены в нескольких стадиях ионизации, например, элементы группы железа до IX. Диапазон длин волн представленных данных составляет от 10 Å до 1 мм, то есть покрывает достаточно большую часть шкалы электромагнитного излучения: от рентгеновского до ближнего радио. Для большинства элементов параметры спектральной линии (прежде всего длина волны и сила осциллятора) приводятся для центра тяжести смеси изотопов, а для шести элементов Li, Ca, Ti, Cu, Ba, Eu (выделены жирным шрифтом на рис. 1) имеются данные по стабильным изотопам.

Атомные уровни изотопов с нечетным массовым числом подвержены эффекту сверхтонкого расщепления (hfs). В результате спектральная линия, образованная переходами между такими уровнями,

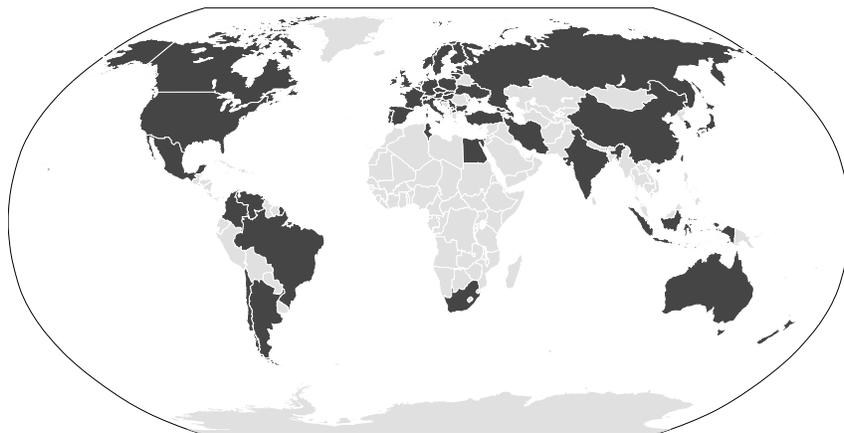


Рис. 2: Карта мира пользователей VALD.

состоит из ряда компонентов, что необходимо учитывать при расчетах синтетического спектра. Коэффициенты A и B сверхтонкого расщепления собраны в отдельной SQL базе для 29 изотопов  ${}^6,7\text{LiI}$ ,  ${}^{23}\text{NaI}$ ,  ${}^{27}\text{AlI-II}$ ,  ${}^{39,40,41}\text{KI}$ ,  ${}^{45}\text{ScI-II}$ ,  ${}^{47,49}\text{TiI-II}$ ,  ${}^{50,51}\text{VI}$ ,  ${}^{51}\text{VII}$ ,  ${}^{55}\text{MnI-II}$ ,  ${}^{57}\text{FeI}$ ,  ${}^{59}\text{CoI-II}$ ,  ${}^{61}\text{NiI}$ ,  ${}^{63,65}\text{CuI}$ ,  ${}^{67}\text{ZnI-II}$ ,  ${}^{85,87}\text{RbI}$ ,  ${}^{89}\text{YII}$ ,  ${}^{135,137}\text{BaII}$ ,  ${}^{139}\text{LaII}$ ,  ${}^{151,153}\text{EuII}$  и  ${}^{159}\text{TbII}$  в общем количестве для  $>2000$  уровней. Эти элементы выделены наклонным шрифтом на рис. 1. Расчет отдельных hfs компонентов проводится «на лету» при выдаче пользователю, если для обоих уровней, между которыми происходит переход, присутствуют коэффициенты расщепления.

VALD имеет три основных доступных и постоянно синхронизирующихся зеркала, расположенные в Уппсале (Швеция)<sup>4</sup>, Москве<sup>5</sup> и Вене (Австрия)<sup>6</sup>. Кроме того, есть несколько локально используемых копий в Германии, США и других странах.

### 3. Пользователи VALD

В VALD зарегистрировано около 2800 пользователей из более 50 стран мира и на всех континентах, исключая Антарктиду (рис. 2), представляющих более ста научных учреждений. Большинство пользователей — научные работники и студенты в области астрофизики, физики

<sup>4</sup><http://vald.astro.uu.se/~vald>

<sup>5</sup><http://vald.inasan.ru/~vald3>

<sup>6</sup><http://vald.astro.univie.ac.at/~vald3>

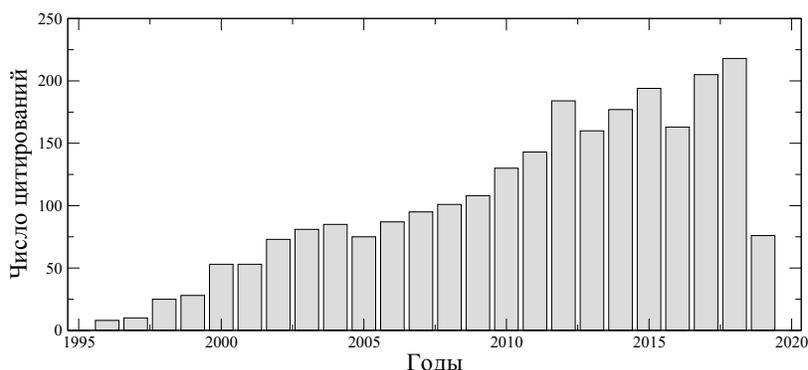


Рис. 3: Цитируемость основных статей по VALD (источник — ADS).

плазмы, но встречаются и любители астрономии. Все они делают более 1500 запросов ежемесячно. Востребованность VALD обусловлена широким диапазоном запросов по выдаче данных, которые отсутствуют в других подобных коллекциях. Самым популярным является запрос «Extract Stellar» — выдача данных по спектральным линиям, которые вносят реальный вклад в спектр звезды с заданными параметрами атмосферы (эффективная температура, ускорение силы тяжести и металличность). Относительный минимальный вклад линии задается пользователем. Этот вид запроса позволяет существенно сократить объем получаемых пользователем данных.

О роли VALD в научных исследованиях свидетельствует статистика цитирований наших основных публикаций (рис. 3). В настоящее время на VALD ссылаются более 200 раз в год (около 4 раз в неделю), то есть почти каждый рабочий день выходит статья, основанная на данных, полученных из VALD. На середину 2019 г. VALD процитирован более 2600 раз, согласно ADS.

#### 4. VAMDC

Команда VALD является одним из основных участников и разработчиков проекта VAMDC (Virtual Atomic and Molecular Data Centre) [11, 12]. VALD в VAMDC представлен двумя узлами: Упсальского университета (содержит данные по всем линиям из VALD, как наблюдаемым, так и расчетным) и ИНАСАН (содержит только лабораторные данные наблюдаемых линий).

## 5. Заключение

VALD — динамично развивающаяся и активно используемая база данных для астрофизических исследований.

## Список литературы

1. A. Kramida, Y. Ralchenko, J. Reader, and NIST ASD Team, NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.6.1), [Online], 2018.
2. N. E. Piskunov, F. Kupka, T. A. Ryabchikova, W. W. Weiss, and C. S. Jeffery, *A&A Sup.*, **112**, 525, 1995.
3. N. E. Piskunov, in S. J. Adelman, F. Kupka, and W. W. Weiss, eds., *M.A.S.S., Model Atmospheres and Spectrum Synthesis, ASP Conf. Ser.*, volume 108, 307 (1996).
4. F. Kupka and T. A. Ryabchikova, *Publications de l'Observatoire Astronomique de Beograd*, **65**, 223, 1999.
5. F. Kupka, N. Piskunov, T. A. Ryabchikova, H. C. Stempels, and W. W. Weiss, *A&A Sup.*, **138**, 119, 1999.
6. F. G. Kupka, T. A. Ryabchikova, N. E. Piskunov, H. C. Stempels, and W. W. Weiss, *Baltic Astronomy*, **9**, 590, 2000.
7. U. Heiter, P. Barklem, L. Fossati, R. Kildiyarova, et al., *Journal of Physics Conference Series*, volume 130, 012011 (2008).
8. T. A. Ryabchikova, Y. V. Pakhomov, and N. E. Piskunov, *Uchenye Zapiski Kazanskogo Universiteta*, **153**, 61, 2011.
9. T. Ryabchikova, N. Piskunov, R. L. Kurucz, H. C. Stempels, U. Heiter, Y. Pakhomov, and P. S. Barklem, *Physica Scripta*, **90**, 054005, 2015.
10. Y. Pakhomov, N. Piskunov, and T. Ryabchikova, in Y. Y. Balega, D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin, eds., *Stars: From Collapse to Collapse, ASP Conf. Ser.*, volume 510, 518 (2017).
11. M. L. Dubernet, B. K. Antony, Y. A. Ba, Y. L. Babikov, et al., *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, **49**, 074003, 2016.
12. Y. V. Pakhomov and T. A. Ryabchikova, in B. M. Shustov and D. S. Wiebe, eds., *Stars and Satellites, Proceedings of the Memorial Conference Devoted to A.G. Masevich 100th Anniversary*, 402–408 (2018).

## Телескопы Симеизской обсерватории ИНАСАН: сегодняшнее состояние и перспективы

Николенко И.В.<sup>1</sup>, Крючков С.В.<sup>1</sup>, Барабанов С.И.<sup>1</sup>,  
Волков И.М.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

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

В статье приведен обзор телескопов, имеющихся на Симеизской обсерватории ИНАСАН, и перспективы их развития.

## Telescopes of the INASAN Simeiz Observatory: current state and prospects

Nikolenko I.V.<sup>1</sup>, Kryuchkov S.V.<sup>1</sup>, Barabanov S.I.<sup>1</sup>, Volkov I.M.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia*

The article provides an overview of the telescopes available at the Simeiz Observatory of INASAN and the prospects for their development.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.015

### 1. Введение

С 2018 г. началось возвращение Симеизской обсерватории с оптическими инструментами в состав ИНАСАН, отделением которого она была в период 1974–1991 гг. Симеизская обсерватория на сегодняшний день располагает тремя телескопами. Это 1-метровый телескоп, 60-сантиметровый телескоп и спутниковая фотографическая камера SBG. Все телескопы производства Carl Zeiss, Jena.

### 2. Камера SBG

Камера SBG смонтирована на 4-осной монтировке, удобной для сопровождения искусственных спутников Земли. Оптическая система — камера Шмидта, диаметр зеркала — 500 мм, фокусное расстояние



Рис. 1: Спутниковая камера SBG.

— 780 мм. Камера установлена в 1975 г. Использовалась для фотонаблюдений геостационарных спутников. В настоящее время не эксплуатируется. SBG имеет светосильную оптику и большое поле зрения. Поэтому при модернизации приводов, установке энкодеров минимум по двум осям и установке ПЗС-камеры телескоп может использоваться для поисковых наблюдений с возможностью обнаружения объектов до 15 звездной величины. Аналогичная камера SBG модернизирована в Коуровской обсерватории УрГУ, ЗО ИНАСАН [1, 2].

### 3. Телескоп Carl Zeiss-600

Телескоп Carl Zeiss-600 смонтирован на немецкой экваториальной монтировке. Оптическая система Кассегрена, диаметр главного зеркала 600 мм, эквивалентное фокусное расстояние 7500 мм. Имеется двигатель звездного ведения. Позиционирование осуществляется вручную. Установлен в 1984 г. Первоначально использовался Институтом космических исследований РАН. На телескопе проводились работы по со-



Рис. 2: Телескоп Carl Zeiss-600.

зданию систем адаптивной оптики. Использовался он также для фотографических наблюдений комет и туманностей, фотометрических наблюдений геостационарных спутников, измерения лучевых скоростей звезд. В настоящее время проведена глубокая модернизация фотоприемной аппаратуры телескопа: построен новый ПЗС-фотометр на основе матрицы VersArray 512UV, которая вакуумируется и в которой применено трехступенчатое охлаждение Пельтье. Для фотометра на базе мастерских ГАИШ самостоятельно изготовлен оригинальный перевод фильтров, обладающий повышенной защитой от паразитной засветки и который встроен в систему автоматического перевода фильтров, работающего под пакетом Maxim DL. Фотометр реализует фотометрическую систему *UBVRIRc*. При необходимости наблюдения ярких звезд (до 10-й звездной величины) на телескопе может быть использован традиционный фотометр на счете фотонов с фотоумножителем ЕМІ 9789, построенный Волковым и реализующий фотометрическую систему *UBV*. Указанная модернизация позволила начать систематические наблюдения для определения точных физических характери-

стик звезд — масс, температур, размеров, исследования внутреннего строения звезд методом измерения апсидального вращения в двойных эллиптических парах, по поиску невидимых спутников в двойных затменных системах. Также начали проводиться фотометрические измерения новых и сверхновых звезд, релятивистских объектов, таких как SS433 и Her X1. Накоплен огромный наблюдательный материал, с которым ведется постоянная работа: с начала систематических наблюдений в 2007 г. опубликовано более 50 статей в рецензируемых журналах и международных сборниках, сделано более тридцати докладов на международных конференциях, см. например [3, 4].

Так как инструментальные фотометрические системы используемых на телескопе фотометров прокалиброваны с высокой точностью и постоянно проверяются, телескоп также используется для поддержки фотометрических наблюдений астероидов, проводимых на 1-м телескопе. В ночи со стабильной прозрачностью выполняются наблюдения для создания сетки вторичных фотометрических стандартов в областях неба, через которые двигался наблюдавшийся на 1-м телескопе астероид. Пример такой работы можно найти в [5].

В 2019 г. проведены работы по замене вышедшего из строя синхронного двигателя звездного ведения на шаговый с программным управлением. Для полной автоматизации телескопа необходима установка энкодеров по обеим осям, а также установка червячной пары и шагового двигателя на ось склонения. Кроме того требуется программное управление движением купола. Такие работы проведены на нескольких обсерваториях России и СНГ, в том числе на Звенигородской обсерватории ИНАСАН.

#### 4. Телескоп Carl Zeiss 1000

Телескоп Carl Zeiss 1000 смонтирован на английской монтировке. Оптическая система — Ричи-Кретьюна-Куде, диаметр главного зеркала 1016 мм., фокусное расстояние 13300 мм. Установлен в 1989 г. Телескоп имеет четыре фиксированные скорости позиционирования по каждой из осей. Скорости позиционирования —  $120^\circ/\text{мин}$ ,  $3^\circ/\text{мин}$ ,  $10'/\text{мин}$ ,  $1'/\text{мин}$ . Для звездного ведения используется отдельный двигатель  $15'/\text{мин}$ . В настоящее время основными работами на телескопе являются астрометрические и фотометрические наблюдения малых тел Солнечной системы, измерение лучевых скоростей и фотометрия переменных звезд.



Рис. 3: Телескоп Carl Zeiss 1000.

С первых лет эксплуатации телескопа возникли проблемы с системой управления «Vilati». По этой причине в 2000 г. была начата модернизация системы управления.

Система управления теперь включает в себя релейный шкаф, оставленный от системы «Vilati», персональный компьютер с блоком интерфейсных плат и комплекс управляющих программ. Были также установлены новые энкодеры фирмы Kubler. Это абсолютные многооборотные энкодеры с разрядностью 25 бит, позволяющие передавать координаты в компьютер с точностью не хуже 1". Также был изготовлен новый генератор звездного ведения телескопа. Для привязки времени используется GPS приемник Trimble Accutime. Программа управления телескопом, написанная на языке Delphi, работает под Windows9X, 2000, XP [6].

В настоящий момент система управления телескопом имеет следующие возможности.

- Движение телескопа по обеим осям с 4-мя дискретными скоростями. Осуществляется оператором через программу управления.
- Звездное ведение. Включается оператором через программу. Возможно изменение скорости в небольшом диапазоне.
- Открытие/закрытие заслонки зеркала, фокусировка (грубая и точная), движение купола, открытие створок купола. Осуществляется оператором через программу управления. Двигатель движения купола подключен через частотный преобразователь, это позволяет вращать купол с уменьшенной скоростью и осуществлять плавный разгон и торможение.
- Контроль положения телескопа и недопущения входа в опасные зоны (вблизи северного пилона и ниже горизонта).
- Управление движением телескопа, купола и фокусировка кнопками с пульта в фокусе Кассегрена.
- Считывание и индикация показаний датчиков положения телескопа, купола, фокусера, а также индикация всемирного и звездного времени.
- Возможность программной коррекции в энкодерах в случае сбоя.
- Программное позиционирование телескопа на заданные оператором координаты. Позиционирование осуществляется с дискретностью 1", однако реальная точность хуже из-за механических характеристик телескопа и составляет несколько десятков угловых секунд.
- Синхронизация движения купола и телескопа. Осуществляется при помощи таблицы соответствия с применением интерполяции.
- Синхронизация компьютерного времени при помощи GPS-приемника.

В 2018 г. в связи с невозможностью замены устаревшего компьютера с адаптером дискретного ввода-вывода для шины PCI снова возникла необходимость очередного этапа модернизации системы управления.

Основные цели новой модернизации:

- Уменьшение количества реле, что увеличит надежность системы.
- Переход с параллельного интерфейса на Ethernet, что позволит управлять телескопом с любого компьютера в локальной сети, а впоследствии и осуществлять удаленное управление через Интернет.
- Стандартизация программного обеспечения (для совместимости с ASCOM и MaximDL).
- Повышение помехозащищенности линий связи, в том числе за счет установки грозозащиты.
- Установка выносных метеодатчиков, которые в случае начала выпадения осадков или превышения безопасного значения скорости ветра позволят управляющей системе телескопа после предупреждающей серии звуковых сигналов закрыть створки купола и остановить движение телескопа, безаварийно завершив наблюдения без вмешательства оператора.
- Реализация плавной программной регулировки скорости движения телескопа для сопровождения объектов с нестандартными скоростями (астероидов, комет, некоторых ИСЗ).
- Автоматизация управления открыванием/закрыванием створок купола (в том числе по погодным условиям).
- Разработка и изготовление автоматической заслонки трубы телескопа.

## 5. Заключение

Успешное выполнение этих задач позволит осуществлять работу телескопа в полностью автоматическом режиме.

## Список литературы

1. D. V. Glamazda, *Astron. Bull.*, **67**, 230, 2012.
2. D. I. Neyachenko, I. I. Dmitrotsa, A. D. Zenkovich, and I. V. Nikolenko, in *Ukrainian conference on advanced space research, 3rd: (abstracts) NKAU, NANU.- Katsiveli, Crimea*, 191 (2003).
3. I. M. Volkov, N. S. Volkova, I. V. Nikolenko, and D. Chochol, *Astron. Rep.*, **55**, 824, 2011.

- 
4. I. M. Volkov, D. Chochol, N. S. Volkova, and I. V. Nikolenko, in M. T. Richards and I. Hubeny, eds., *From Interacting Binaries to Exoplanets: Essential Modeling Tools, IAU Symposium*, volume 282, 89–90 (2012).
  5. I. M. Volkov, S. I. Barabanov, I. V. Nikolenko, S. V. Kryuchkov, and A. V. Sergeev, *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*, **49**, 301, 2019.
  6. M. A. Smirnov, S. I. Barabanov, S. V. Kryuchkov, A. D. Zenkovich, D. I. Neyachenko, I. V. Nikolenko, and N. M. Gaftonyuk, in *Near-Earth astronomy in XXI century*, Conf. Proc. — M.: GEOS (2001).

---

## Сеть ИНАСАН: опыт создания широкоугольных 1м телескопов

Ибрагимов М.А.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Описан и обсужден опыт ИНАСАН по созданию широкоугольных 1м телескопов. Описано текущее состояние дел и перспективы по созданию в ИНАСАН широкоугольных телескопов класса 1–2 м и распределенных сетей из таких телескопов.

### INASAN network: wide-field 1m telescope creation experience

Ibrahimov M.A.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

INASAN experience to create wide-field 1m telescopes is described and discussed. The current state and prospects for creation in INASAN 1–2 m class wide-field telescopes and ground-based networks of such telescopes are described.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.016

### 1. Введение

Создание специализированных наземных сетей широкоугольных оптических инструментов является востребованной и актуальной задачей по двум основным причинам. Первая причина обусловлена задачами планетарной защиты Земли. Здесь специализированные сети нужны как осуществление системного подхода в реализации оперативного мониторинга околоземного и околосолнечного космического пространства с целью парирования космических угроз естественного и техногенного происхождения. Вторая причина обусловлена происходящим в современной астрофизике научным прорывом. Здесь специализированные наземные сети необходимы для осуществления непрерывного (365/7/24) многозадачного мониторинга транзитных источников и событий на небе с целью их астрофизических исследований.

Современная стратегия создания специализированных обзорных оптических сетей развивается в двух основных направлениях [1] (там же см. ссылки на описание упоминаемых ниже проектов). Первое

направление — реализация (как правило, масштабных и дорогостоящих) проектов по созданию обзорных средств с широкоугольными телескопами, главные зеркала которых имеют большие (до нескольких метров) размеры. Телескопы и обзоры в рамках таких проектов часто называют еще «обзоры с синоптическими телескопами» (synoptic telescope surveys). В их число входят, например, проекты Catalina Sky Survey, Pan-STARRS, Space Surveillance Telescope, Large Synoptic Survey Telescope. Как правило, финансирование подобных проектов могут поддерживать только те структуры, которые входят в «высший дивизион» ВВП (министерства, крупные государственные/частные корпорации/объединения/центры и т.п.).

Второе (альтернативное) направление — создание систем так называемого высокого временного разрешения. Основная цель таких систем — проведение обзоров неба с минимальной временной скважностью между двумя соседними обзорами (или «визитами»). Указанные системы состоят из кластеров широкоугольных (в отдельных случаях сверхширокоугольных) систем со сравнительно небольшими апертурами (от 10–20 до 50 см). Кластеры часто собираются из стандартных промышленных оптических объективов. Примерами систем высокого временного разрешения являются проекты Dragon fly и Evryscope. Несомненными достоинствами таких систем являются а) высокая скорость обзоров неба (от нескольких до десятка визитов в ночь) и б) сравнительно невысокая себестоимость (из-за невысокой себестоимости стандартных компонентов — оптики, детекторов и т.п.). В последнее время создание таких систем получило широкое распространение, поскольку проекты подобного рода могут финансироваться силами «нижнего дивизиона» ВВП (отдельные государственные/частные компании, научные центры, университеты и т.п.).

ИНАСАН занимается созданием собственной специализированной сети, включающей преимущества обеих описанных выше стратегий. Предполагается, что в сеть ИНАСАН будут входить как кластерные телескопы с малыми апертурами для реализации высокого временного разрешения, так и широкоугольные 1–2 м телескопы для осуществления глубоких обзоров и прецизионных измерений. Важно отметить, что в деле создания российских систем с кластерными телескопами уже имеется положительный опыт и созданы работающие сети (см. [1]: проекты MiniMegaTORTORA, MASTER, ISON). А в деле оснащения отечественных сетей широкоугольными 1–2 м телескопами ИНАСАН занимает лидирующие позиции и обладает уникальным на

сегодняшний день опытом по созданию первого в России инновационного широкоугольного 1 м телескопа с полем зрения 3 градуса.

Опыт создания широкоугольных кластеров для сети ИНАСАН был описан ранее [2, 3] и в настоящей работе не рассматривается. Ниже кратко описан опыт создания прецизионного широкоугольного 1м телескопа ASA AZ1000WF, а также излагается текущее состояние и возможные перспективы по разработке и созданию новых широкоугольных 1–2 м телескопов для сети ИНАСАН.

## **2. Широугольные 1–2 м телескопы ИНАСАН**

В период 2015–2018 гг. силами ИНАСАН (и впервые в России) был разработан и изготовлен инновационный прецизионный широкоугольный 1м телескоп ASA AZ1000WF с полем зрения  $3 \times 3^\circ$ . Телескоп создавался в рамках выполнения НИР по договору между ИНАСАН и Фондом перспективных исследований. В процессе выполнения работ по договору была пройдена и полностью освоена вся организационно-технологическая цепочка по созданию телескопа: от разработки технического задания, организации конкурса и отбора поставщиков до создания телескопа, доставки и установки его на месте назначения и проведения полевых испытаний. В результате этого ИНАСАН приобрел важный для него опыт и занял лидирующее в РФ положение по вопросу оснащения (типовых и уже реализованных в РФ) кластерных систем телескопом нового качества — прецизионным широкоугольным 1м телескопом. Объединение типовых кластерных систем с широкоугольным обзорным телескопом класса 1м позволяет создать сеть нового типа, которая (в отличие от простой кластерной схемы) способна эффективно работать сразу в двух режимах: в режиме планового обзора (независимые визиты кластерного и прецизионного телескопов) и в режиме прецизионного слежения (совмещенный визит двух телескопов с последующим «подхватом» обнаруженного транзита прецизионным телескопом). Новый опыт и новый подход к созданию отечественных сетей лег в основу и стал движущей силой всех дальнейших инициатив ИНАСАН по оснащению создаваемой им сети аналогами 1м телескопа ASA AZ1000WF.

Инициативы ИНАСАН по созданию новых широкоугольных телескопов с объективами 1–2 м осуществляются в следующих направлениях:

- 1) До конца 2019 г. ИНАСАН планирует завершить модернизацию 1-м телескопа Цейсс-1000 Симеизской обсерватории. В результате модернизации в том числе поле зрения телескопа увеличится до  $0.8^\circ$ , и

он станет (квази)широкоугольным. Это позволит использовать модернизированный телескоп в проведении сетевых мониторинговых проектов, требующих широкопольности. ИНАСАН принимает участие во многих подобных проектах: от наблюдений фрагментов космического мусора до детектирования электромагнитных «партнеров» источников гравитационно-волнового излучения.

2) В настоящее время ИНАСАН активно разрабатывает и продвигает идею создания глобальной сети 1 м инструментов с 4 базовыми центрами: в России (Кисловодск), в Республике Куба (80–100 км окрестность вокруг Гаваны), в Социалистической Республике Вьетнам (место еще не определено) и в ЮАР (Южно-Африканская астрономическая обсерватория). Главными инструментами, которые планируется установить на базовых пунктах сети, являются аналоги упомянутого выше 1 м телескопа ASA AZ1000WF. Идея создания такой сети одобряется и поддерживается Министерством образования и науки РФ. Создание оптической сети ИНАСАН осуществляется в тандеме с созданием радиосети ИПА РАН для целей координатно-временного обеспечения. В настоящее время идет разработка первой очереди этой сети — создания силами ИНАСАН, ИПА РАН и Института геодезии и астрономии (Куба) международной Российско-Кубинской обсерватории [1].

3) В рамках научной кооперации со странами BRICS ИНАСАН вошел в число партнеров, которым поручена разработка проекта создания международной оптической сети для транзиентных источников. Этот проект прошел первый тур отбора и попал в число «флагманских» проектов (BRICS Flagship Project Proposal: Optical Transient Network). ИНАСАН предложил оснастить упомянутую сеть 1 м телескопами — аналогами ASA AZ1000WF. Такое решение позволяет создать действующую сеть в ближайшие обозримые сроки (5–7 лет) и в пределах разумного («бюджетного») финансирования. Предложения ИНАСАН (в виде научно-технического проекта по сети ФОБОС) были представлены BRICS-партнерам. Международная заявка (Co-PI научный руководитель ИНАСАН Б.М. Шустов) по проекту «Optical Transient Network» подана в рамках «BRICS STI Framework Programme». Ожидается, что решение по вопросу будет принято до конца текущего года.

4) Основываясь на положительном опыте создания 1 м телескоп ASA AZ1000WF, ИНАСАН ведет разработку по созданию прецизионного широкоугольного телескопа более крупного диаметра. В настоящее время определены размер зеркала (1.7 м), оптическая схема

(с полем зрения не менее 3 градусов), определен дизайн телескопа и оценены сроки и бюджет проекта. Ведется работа по поиску возможных партнеров и фондов в целях реализации этого проекта. Если создание прецизионного широкоугольного телескопа класса 1м вывело ИНАСАН в число отечественных сетевых лидеров, то создание аналогичного телескопа класса 2м поставит ИНАСАН в один ряд с мировыми сетевыми лидерами.

В заключении отметим еще и такой немаловажный показатель. Наблюдаемое в последние годы продвижение дел по созданию собственной оптической сети и ее оснащению широкоугольными инструментами собственного изготовления (см. [1, 3] и пп. 1–4 выше) отразилось на организационной структуре: в 2018 г. в ИНАСАН была создана отдельная тема исследований «Наблюдатель». Появление отдельной темы — важный и ответственный шаг. Он свидетельствует о том, что работы и изыскания ИНАСАН по сетевой тематике переходят из поисковой стадии в стадию постоянных (т.е. обязательных и подотчетных) научно-технических работ.

### **3. Перспективы**

Из изложенного в предыдущей части следует, что за последние годы ИНАСАН приобрел важный опыт по созданию (первого в РФ и инновационного) прецизионного широкоугольного 1м телескопа с полем зрения 3 градуса, проводит модернизацию симеизского 1м телескопа, ведет активную деятельность по созданию распределенных сетей широкоугольных 1м телескопов, привлекая как отечественные (МОН РФ), так и международные (BRICS STI Framework Programme) фонды и ведет разработки по созданию широкоугольного телескопа класса 2м. Все эти инициативы (вместе с очевидными продвижениями по кластерным системам [2, 3]) привели к важному организационному шагу — в составе ИНАСАН появилась отдельная научная тема «Наблюдатель».

Не вызывает сомнений, что все упомянутые выше продвижения и инициативы будут продолжаться и далее. Продолжение и наращивание инициатив ИНАСАН с целью создания собственными и объединенными усилиями сетей нового вида, объединяющих кластерные системы (высокое временное разрешение) и прецизионные широкоугольные системы (телескопы класса 1–2 м), является главной перспективной задачей новой темы «Наблюдатель».

Отметим еще и такую важную особенность в деятельности ИНАСАН, касающуюся привлечения отечественных производителей к про-

екту создания современных обзорных телескопов класса 1м. ИНАСАН нацелен создавать широкоугольные 1м телескопы, а также светоприемное (широкоформатные ПЗС- и КМОП-камеры) и другое необходимое навесное оборудование для них силами отечественных производителей. В этой связи уже ведутся переговоры и первые технико-экономические обсуждения с такими отечественными изготовителями, как ООО «Астросиб» (Новосибирск: монтировка, труба и механика, изготовление фокального узла), Tydex LLS (Санкт-Петербург: 1м оптика), НПК «Фотоника» (Санкт-Петербург: широкоформатная ПЗС- и/или КМОП-камера), ООО «Электростекло» (Москва: светофильтры большого размера) и др.

#### 4. Заключение

Основное заключение работы сводится к тому, что в последние годы ИНАСАН демонстрирует реальный прогресс в создании широкоугольных 1м телескопов. Получен важный опыт создания (первого в РФ) прецизионного широкоугольного 1м телескопа с полем зрения  $3^\circ$ . Заканчивается модернизация симеизского 1м телескопа, которая увеличит его поля зрения до  $0.8^\circ$ . Ведется активная деятельность по созданию распределенных сетей широкоугольных 1м телескопов. Первая очередь такой сети (международная Российско-Кубинская обсерватория) создается в том числе с привлечением средств МОН РФ. Подана заявка на создание альтернативной международной сети 1м телескопов с использованием средств стран BRICS. Ведутся инициативные разработки по созданию широкоугольного телескопа класса 2м. Все эти продвижения и инициативы ИНАСАН по широкоугольным 1м телескопам и сетям, оснащенных ими, (вместе с продвижениями по кластерным телескопам) привели к созданию отдельного направления исследований в составе ИНАСАН — темы «Наблюдатель».

#### Список литературы

1. D. V. Bisikalo, I. S. Savanov, S. A. Naroenkov, M. A. Nalivkin, et al., *Astron. Rep.*, **62**, 367, 2018.
2. M. A. Nalivkin and A. S. Shugarov, in B. M. Shustov and D. S. Wiebe, eds., *Stars and Satellites, Proceedings of the Memorial Conference Devoted to A.G. Masevich 100th Anniversary*, 320–326 (2018).
3. S. A. Naroenkov and M. A. Nalivkin, in B. M. Shustov and D. S. Wiebe, eds., *Stars and Satellites, Proceedings of the Memorial Conference Devoted to A.G. Masevich 100th Anniversary*, 339–344 (2018).

---

## Методика обработки DORIS измерений формата RINEX

Кузин С.П.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Группа космической геодезии ИНАСАН является одним из центров анализа измерений французской спутниковой радиотехнической доплеровской системы DORIS (Determination of Orbit and Integrated Radiopositioning by Satellite) и регулярно, начиная с 1998 г., поставляет свои продукты в Международную Службу DORIS (IDS). DORIS измерения обрабатываются в настоящее время центром анализа ИНАСАН в формате doris2.2 с помощью программного пакета GIPSY-OASIS II, разработанного JPL (США). Начиная с запуска спутника JASON-2 (2008 г.) измерения системы DORIS появились в новом формате RINEX, который в ближайшем будущем станет единственным форматом представления DORIS данных. Так как текущая версия программы GIPSY-OASIS II не поддерживает обработку измерений формата RINEX, то в целях дальнейшего существования ИНАСАН, как центра анализа IDS, возникла необходимость разработки собственного программного пакета обработки DORIS данных формата RINEX. В конце 2018 г. получены первые результаты обработки DORIS данных, выраженных в формате RINEX. В данной статье приводится методика обработки DORIS измерений формата RINEX.

### The method of the RINEX DORIS data processing

Kuzin S.P.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

The INASAN's space geodesy group is one of the analysis centre of the French satellite Doppler radio system DORIS (Determination of Orbit and Integrated Radiopositioning by Satellite) and beginning from 1998 on the regular basis delivers own products to the International DORIS Service (IDS). Currently INASAN processes DORIS data in the doris2.2 format using GIPSY-OASIS II software package developed by JPL (USA). Starting from the JASON-2 satellite launch in 2008 the DORIS measurements began to use the new RINEX format which will be the only format for the DORIS data in the near future. Taking into account the fact that the current GIPSY-OASIS II version can't process RINEX DORIS data, the INASAN's space geodesy group has begun to develop own software package for RINEX DORIS data processing. The first results of that processing were obtained in the late 2018. This article describes the method of the RINEX DORIS data processing.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.017

## 1. Введение

Группа космической геодезии ИНАСАН, являясь одним из шести ныне действующих центров анализа DORIS измерений, на регулярной основе (один раз в квартал) поставляет свои продукты в Международную службу DORIS (IDS). В число поставляемых продуктов входят временные ряды координат наземных станций сети DORIS, усредненные на недельном интервале, суточные временные ряды параметры вращения Земли (ПВЗ) и недельные ряды движения геоцентра [1]. Указанные продукты ИНАСАН и других центров анализа обрабатываются комбинационным центром анализа DORIS данных IDS, который вырабатывает общее комбинированное решение IDS [2], поставляемое в Международную службу вращения Земли и Опорных систем координат (IERS), являющейся организацией, ответственной за разработку и поддержание общепринятой Международной системы опорных координат (ITRF). ИНАСАН обрабатывает DORIS данные, выраженные в старом формате doris2.2, с помощью программного пакета GIPSY-OASIS II, разработанного JPL (США). Начиная с запуска спутника JASON-2 (2008 г.), все последующие миссии оборудованы приемниками нового поколения DGXX, позволяющими производить кодовые и фазовые измерения, подобно измерениям глобальных навигационных систем, которые можно выразить в общепринятом формате RINEX [3, 4]. К сожалению, текущая версия программы GIPSY-OASIS II не позволяет обрабатывать DORIS измерения, выраженные в формате RINEX. Для обеспечения непрерывности временных рядов обрабатываемых данных и в целях дальнейшего существования ИНАСАН, как центра анализа IDS, возникла необходимость разработки собственного программного пакета обработки DORIS данных формата RINEX.

## 2. Методика обработки DORIS данных, выраженных в формате RINEX

Методика обработки измерений системы DORIS, поставляемых в формате RINEX, приведена в работе [5], которая была реализована группой космической геодезии ИНАСАН. Алгоритм методики обработки RINEX DORIS измерений основан на подсчете числа циклов  $N_e = f_e \Delta \tau_e$ , излучаемых наземным передатчиком с частотой  $f_e$  за временной интервал  $\Delta \tau_e$  и принимаемых бортовым приемником. Приемник также оборудован генератором частоты и в течение соответствующего интервала времени  $\Delta \tau_r$  будет сгенерировано  $N_r = f_r \Delta \tau_r$  циклов ча-

стоты, причем величина  $f_r$  является истинной частотой приемника, а  $\Delta\tau_r$  — интервал времени подсчета числа выработанных приемником циклов. При доплеровских измерениях электроникой приемника будет подсчитываться разность числа циклов ( $N_{\text{dop}}$ ) между  $N_e$  и  $N_r$ :

$$N_{\text{dop}} = N_e - N_r = f_e \Delta\tau_e - f_r \Delta\tau_r. \quad (1)$$

Из выражения (1), опустив промежуточные математические преобразования, подробно описанные в работе [5], получим следующие выражения, используемые для оценки орбит спутников, оснащенных ДОРИС приемниками:

$$\begin{cases} V_{\text{obs}} = \frac{c}{f_{eN}} \left( f_{eN} - f_{rT} - \frac{N_{\text{dop}}}{\Delta\tau_r} \right) + \Delta V_{\text{iono}} + \Delta V_{\text{rel}} \\ V_{\text{cal}} = \left( 1 - \frac{U_e}{c^2} - \frac{V_e^2}{2c^2} \right) \frac{\rho_2 - \rho_1}{\Delta\tau_r} + \Delta V_{\text{тропо}} - \frac{c \left( \frac{N_{\text{dop}}}{\Delta\tau_r} + f_{rT} \right)}{f_{eN}} \frac{\Delta f_e}{f_{eN}}, \end{cases} \quad (2)$$

где подстрочные индексы  $e$  и  $r$  обозначают эмиттер и приемник, соответственно; подстрочные индексы  $N$  и  $T$  обозначают номинальную и истинную частоты, соответственно;  $V_{\text{obs}}$  — измеренная относительная скорость между передатчиком и приемником на интервале  $\Delta\tau_r$ , полученная на основе подсчета числа циклов доплеровской частоты  $N_{\text{dop}}$  и скорректированная с учетом ионосферной  $\Delta V_{\text{iono}}$  и релятивистских поправок  $\Delta V_{\text{rel}}$ ;

$V_{\text{cal}}$  — теоретическая (вычисленная) относительная скорость между передатчиком и приемником на интервале  $\Delta\tau_r$  и скорректированная с учетом тропосферной поправки  $\Delta V_{\text{тропо}}$  и смещения частоты эмиттера  $\frac{\Delta f_e}{f_{eN}}$ ;

$f_{rT} = f_{rN} \left( 1 + \frac{\Delta f_r}{f_{rN}} \right)$  — оценка истинной частоты приемника (способ ее оценки приведен ниже);

$U_r$  и  $U_e$  — гравитационные потенциалы приемника и передатчика, соответственно (способы их оценок приведен ниже);

$V_r$  и  $V_e$  — скорости приемника и передатчика, соответственно, в координированной системе отсчета;

$\Delta V_{\text{iono}}$  — ионосферная коррекция измерений относительная скорости между передатчиком и приемником (способ ее оценки приведен далее);

$c$  — скорость света в вакууме;

$\Delta V_{\text{rel}} = \Delta V_{\text{rel}_c} + \Delta V_{\text{rel}_t}$  — релятивистская коррекция измерений относительной скорости, состоящая из двух частей, временной релятивистской коррекции  $\Delta V_{\text{rel}_c}$  и релятивистской коррекции распростра-

нения  $\Delta V_{\text{rel}_t}$ , причем

$$\begin{cases} \Delta V_{\text{rel}_c} = \frac{1}{c} \left[ U_r - U_e + \frac{V_r^2 - V_e^2}{2} \right] \\ \Delta V_{\text{rel}_t} = \frac{2\mu}{\Delta\tau_r c^2} \left[ \ln \left( \frac{R_1 + R_{1'} + \rho_1}{R_1 + R_{1'} - \rho_1} \right) - \ln \left( \frac{R_2 + R_{2'} + \rho_2}{R_2 + R_{2'} - \rho_2} \right) \right], \end{cases} \quad (3)$$

где  $R_1$  и  $R_{1'}$ ,  $R_2$  и  $R_{2'}$  — геоцентрические расстояния передатчика и приемника в начале и конце интервала излучения  $\Delta\tau_e$ ;  $\rho_1$  и  $\rho_2$  — расстояния между передатчиком и приемником в начале и конце интервала излучения  $\Delta\tau_e$ ;  $\mu = GM$ ,  $G$  — гравитационная постоянная и  $M$  — масса Земли.

### *Оценка истинной частоты приемника*

Для оценки истинной частоты приемника  $f_{r_T}$  в выражении (2) необходимо знать величину  $\frac{\Delta f_r}{f_{r_N}}$ , оценка которой может быть получена различными способами. В данной методике был выбран способ, связанный с линейной регрессией имеющихся оценок смещения частоты в файлах RINEX измерений на суточном интервале.

### *Оценка гравитационного потенциала*

Так как в системе DORIS передатчики находятся на земной поверхности, а приемники располагаются на спутнике, величины  $U_e$  и  $V_e$  относятся к передатчику, а  $U_r$  и  $V_r$  относятся к приемнику. Для станции на земной поверхности гравитационный потенциал  $U_{\text{geo}}$  складывается из центрального гравитационного потенциала  $U_e$  и центробежного потенциала  $\frac{V_e^2}{2}$  вследствие вращения Земли, причем  $U_{\text{geo}} = U_e + \frac{V_e^2}{2}$ . Гравитационный потенциал спутника  $U_r$  вычисляется по формуле:

$$U_r = \frac{\mu}{r} \left( 1 - \left( \frac{a_e}{r} \right)^2 J_2 \frac{3 \sin^2(\varphi) - 1}{2} \right), \quad (4)$$

где  $a_e$  — экваториальный радиус Земли;  $r$  — расстояние спутника от центра Земли;  $\varphi$  — широта спутника;  $J_2 = 1.0826359 \times 10^{-3}$ .

### *Оценка ионосферной коррекции*

В отличие от старого формата (doris2.2) DORIS измерений, существующие RINEX файлы содержат двухчастотные данные, позволяющие пользователям учитывать ионосферную коррекцию задержки

распространения сигналов. Каждый передатчик системы DORIS излучает сигналы на двух частотах — 400 МГц и 2 ГГц. На 2 ГГц канале проводятся измерения доплеровского сдвига частоты, а частота 400 МГц используется для ионосферной коррекции. При обработке DORIS RINEX измерений iono-free фазовые центры должны быть использованы в качестве конечных точек измерений. Так как измерения в системе DORIS выполняются на частоте 2 ГГц, ионосферная коррекция на 2 ГГц канале вычисляется по следующей формуле:

$$\begin{aligned} L_{\text{iono-free-2 GHz}} &= \frac{\gamma L_{2 \text{ GHz}} - \sqrt{\gamma} L_{400 \text{ MHz}}}{\gamma - 1} = \\ &= L_{2 \text{ GHz}} + \frac{L_{2 \text{ GHz}} - \sqrt{\gamma} L_{400 \text{ MHz}}}{\gamma - 1}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $L_{2 \text{ GHz}}$  и  $L_{400 \text{ MHz}}$  — фазовые изменения на частотах 2 ГГц и 400 МГц, соответственно;  $\gamma = (f_{2 \text{ GHz}}/f_{400 \text{ MHz}})^2$ . Координаты iono-free фазовых центров определяются следующим выражением:

$$\vec{r}_{2 \text{ GHz,iono-free}} = \frac{\vec{r}_{400 \text{ MHz},2 \text{ GHz}}}{\gamma - 1}, \quad (6)$$

где  $\vec{r}_{2 \text{ GHz,iono-free}}$  — вектор между 2 ГГц и iono-free фазовыми центрами антенны;  $\vec{r}_{400 \text{ MHz},2 \text{ GHz}}$  — вектор между 400 МГц и 2 ГГц фазовыми центрами антенны.

### 3. Заключение

Приведенная методика была реализована в группе космической геодезии ИНАСАН. На ее основе был разработан программный комплекс обработки DORIS измерений в формате RINEX. Первые результаты, полученные с использованием данной методики, приведены в статье К.В. Эбауэра в настоящем томе.

### Список литературы

1. S. Kuzin and S. Tatevian, *Advances in Space Research*, **58**, 2561, 2016.
2. G. Moreaux, F. G. Lemoine, H. Capdeville, S. Kuzin, M. Otten, P. Štěpánek, P. Willis, and P. Ferrage, *Advances in Space Research*, **58**, 2479, 2016.
3. W. Gurtner, *GPS World*, **5**, 48, 1994.
4. F. Mercier, L. Cerri, and J.-P. Berthias, *Advances in Space Research*, **45**, 1441, 2010.
5. J.-M. Lemoine, H. Capdeville, and L. Soudarin, *Advances in Space Research*, **58**, 2677, 2016.

## **Сравнительный анализ современного состояния отечественной системы фундаментального геодезического обеспечения и обоснование необходимости ее мониторинга**

Кузин С.П.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Наша планета — сложная динамическая система, состоящая из ряда подсистем (твёрдой Земли, гидросферы, атмосферы, криосферы, биосферы). Все подсистемы Земли находятся в постоянном взаимодействии и динамическом равновесии. При этом изменения параметров подсистем могут приводить к природным катастрофам: землетрясения, цунами, извержение вулканов и другие катаклизмы, которые отражают динамику нашей неспокойной планеты. Понимание системы Земля не может быть достигнуто без достаточного количества наблюдений большого числа параметров, характеризующих процессы в земной системе. В связи с этим весьма актуальной задачей является создание системы мониторинга параметров, характеризующих процессы в системе Земля. Осуществление мониторинга за этими параметрами осуществляется с помощью системы фундаментального геодезического обеспечения, которая, в свою очередь, сама подвержена непрерывным изменениям и нуждается в постоянном мониторинге.

## **Comparative analysis of the current status of the national fundamental geodetic support system and the rationale for its monitoring**

Kuzin S.P.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Our planet is a complex dynamic system consisting of a number of subsystems (solid Earth, hydrosphere, atmosphere, cryosphere, biosphere). All subsystems of the Earth are in constant interaction and dynamic equilibrium. At the same time, changes in the parameters of subsystems can lead to natural disasters: earthquakes, tsunamis, volcanic eruptions and other phenomena that reflect the dynamics of our troubled planet. Understanding of the Earth system cannot be achieved without a sufficient number of observations of a large number of parameters characterizing the processes in the Earth system. In this regard, a very urgent task is to create a system for monitoring the parameters characterizing the processes in the Earth system. Monitoring of these parameters is

carried out with the help of a fundamental geodetic support system, which, in turn, itself is subject to permanent changes and needs constant monitoring.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.018

## 1. Введение

Под системой геодезического обеспечения понимается совокупность правовых, организационных, научно-технических и производственных мероприятий, основная цель которых — удовлетворение требований экономики, науки, обороны и безопасности к точности и оперативности определения местоположения точек на поверхности Земли, в подповерхностном слое Земли, приповерхностном слое атмосферы Земли и околоземном пространстве в единой системе координат (СК), высот и параметров внешнего гравитационного поля Земли.

Таким образом, система геодезического обеспечения состоит из трех частей: координатного, высотного и гравиметрического обеспечения. Они тесно связаны между собой и не могут развиваться независимо друг от друга.

Геодезическое обеспечение Российской Федерации состоит из [1]:  
— государственной координатной, высотной и гравиметрической основ;  
— системы определения параметров фигуры Земли и внешнего гравитационного поля;  
— системы мониторинга деформаций земной поверхности.

В настоящее время на территории России действуют две геодезические системы координат: государственная геодезическая система координат 2011 г. (ГСК-2011) [2] и государственная общеземная геоцентрическая система координат «Параметры Земли 1990 года» (ПЗ-90.11) [3]. Система ГСК-2011 предназначена для выполнения геодезических и картографических работ на территории РФ, а система ПЗ-90.11 предназначена для решения баллистических и навигационных задач в соответствии с Постановлением Правительства РФ от 28 декабря 2012 г. № 1463 «О единых государственных системах координат».

## 2. Сравнительный анализ систем координат ПЗ-90.11 и ГСК-2011

Системы координат ПЗ-90.11 и ГСК-2011 являются геоцентрическими экваториальными пространственными прямоугольными системами координат. Системы координат ПЗ-90.11 и ГСК-2011 соответствуют друг другу и максимально приближены к международной обще-

земной системе координат ITRF, как по уровню точности координат пунктов, так и по уровню точности совмещения начала координат с центром масс Земли. Системы координат ПЗ-90.11 и ГСК-2011 построены по одинаковым принципам, однако, между ними имеются определенные различия.

Во-первых, системы координат ПЗ-90.11 и ГСК-2011 по их предназначению относятся к различным классам. Система координат ПЗ-90.11 относится к категории общеземных систем координат, устанавливаемых для земного шара в целом. Система координат ГСК-2011 формально относится к классу референцных систем координат, то есть систем координат, устанавливаемых для отдельных стран (регионов).

Во-вторых, в системах координат ПЗ-90.11 и ГСК-2011 в качестве отсчетной поверхности используются разные эллипсоиды. В СК ПЗ-90.11 используется земной эллипсоид с большой полуосью 6378136.0 м и сжатием  $1/298.25784$ . В системе ГСК-2011 используется земной эллипсоид с большой полуосью 6378136.5 м и сжатием  $1/298.2564151$ . Различия в параметрах отсчетных эллипсоидов систем координат ПЗ-90.11 и ГСК-2011 влияют на результаты вычисления геодезических широт и высот, а также высот квазигеоида.

В-третьих, системы координат ПЗ-90.11 и ГСК-2011 различаются по принятым начальным эпохам. Система координат ПЗ-90.11 является практической реализацией общеземной геоцентрической системы координат на начальную эпоху 2010.0. Система координат ГСК-2011 установлена на начальную эпоху 2011.0.

В-четвертых, системы координат ПЗ-90.11 и ГСК-2011 физически реализуются (поддерживаются) различными геодезическими построениями. Система координат ПЗ-90.11 реализуется пунктами космической геодезической сети (КГС) Министерства обороны Российской Федерации и распространяется навигационным полем системы ГЛОНАСС. Система координат ГСК-2011 реализуется пунктами государственной геодезической сети.

Однако, на сегодняшний день, новые государственные системы координат ПЗ-90.11 и ГСК-2011 не в полной мере отвечают основным требованиям, предъявляемым к системам координат. Можно выделить следующие недостатки:

- недостаточно информации о методике построения систем и нет сведений о том, какие параметры вращения Земли (ПВЗ) были использованы при обработке наблюдений;
- отсутствует информация о том, по какому набору пунктов опреде-

лены параметры трансформирования системы координат по отношению к международной системе ITRF;

— нет информации о точности определения скоростей изменения координат пунктов;

— обе системы координат в настоящее время не отвечают перспективным требованиям точности.

Каждая система координат описывается своим набором геодезических параметров (геодезические параметры Земли), определяющих облик и свойства системы. В табл. 1 приведены сравнительные характеристики системы геодезических параметров Земли для систем ГСК-11 и ПЗ-90.11 и международной системы координат ITRF2014 [4].

В табл. 1 приняты следующие сокращения: ФАГС — фундаментальная астрономо-геодезическая сеть РФ; КГС — космическая геодезическая система РФ; IGS — международная служба глобальных навигационных систем (ГНСС); РСДБ — радиоинтерферометры с длинной базой; КОС — квантовые оптические системы; ДОРИС — французская доплеровская радиотехническая система; IERS — международная служба определения параметров вращения Земли и опорных систем координат.

### **3. Обоснование необходимости мониторинга системы геодезических параметров Земли**

В состав геодезических параметров Земли входят: фундаментальные геодезические постоянные, определяющие общий земной эллипсоид; координаты пунктов, закрепляющих единую геоцентрическую систему координат; модель гравитационного поля Земли; модель высот геоида (квазигеоида) над общим земным эллипсоидом; параметры связи единой геоцентрической системы координат с другими системами координат, включая национальные референционные системы. Как отмечалось в предшествующих разделах, на территории РФ внедрены и постоянно совершенствуются две геоцентрические системы координат ПЗ-90.11 и ГСК-2011, которые при одинаковых принципах построения имеют значительные различия между собой. По-существу, имеется и две системы геодезических параметров Земли, одна, относящаяся к системе координат ПЗ-90.11, другая к системе ГСК-2011. Если фундаментальные геодезические постоянные являются относительно неизменяемыми во времени величинами, то остальные составляющие геодезических параметров Земли являются функциями времени, связанными с геодинамическими, атмосферными и океаническими про-

Таблица 1: Сравнительные характеристики системы геодезических параметров Земли для систем ГСК-11 и ПЗ-90.11 и их сопоставление с системой координат ITRF2014.

Параметр	Единица измерения	Значение		
		ГСК-2011	ПЗ-90.11	ITRF2014
Система координат		Референцная	Глобальная	Глобальная
Состав сети		Пункты сети ФАГС	Пункты сетей КГС и IGS	Пункты сетей ГНСС, РСДБ, ДОРИС, КОС
Модель гравитационного поля Земли		ГАО-2012	ПЗ-2002/70с, ПЗ-2002/70, ПЗ-2002/360	EIGEN-6S2, GOCO2S
Система высот		Балтийская система нормальных высот	Балтийская система нормальных высот	
Эпоха фиксации	Год	2011.0	2010.0	2010.0
Точность реализации начала координат	м	0.1	0.05	0.003
Погрешность относительной привязки пунктов	м	0.02	0.005–0.01	0.005–0.01
Поддержка и развитие системы		Росреестр	Минобороны РФ	IERS

цессами Земной системы. По этой причине необходим постоянный мониторинг геодезических параметров Земли.

Задачи мониторинга состоят в:

- 1) постоянном контроле и уточнении координат и скоростей пунктов, определяющих системы координат ПЗ-90.11 и ГСК-2011;
- 2) особое значение имеет контроль пунктов, определяющих параметры трансформирования систем координат ПЗ-90.11 и ГСК-2011 по отношению к другим системам координат;
- 3) анализе временных рядов координат пунктов;
- 4) совершенствовании моделей гравитационного поля Земли;
- 5) оптимизации и модернизации Главной высотной основы России.

Мониторинг существующих систем координат ПЗ-90.11 и ГСК-2011 и связанных с ними систем геодезических параметров Земли направлен в первую очередь для обеспечения безопасности населения вследствие природных и техногенных катастрофических явлений, а также в целях укрепления обороноспособности нашей страны.

#### 4. Заключение

Существующие в настоящее время на территории России две системы координат ПЗ-90.11 и ГСК-2011 составляют основу геодезического обеспечения нашей страны. По уровню точности и принципам ориентации в теле Земли системы координат ГСК-2011 и ПЗ-90.11 соответствуют друг другу, а также международной системе координат ITRF. Вместе с тем, между этими системами имеются определенные различия, которые должны быть учтены при совместном применении этих систем координат. Так как отдельные компоненты геодезических параметров Земли систем координат ГСК-2011 и ПЗ-90.11 являются функциями времени, связанными с геодинамическими, атмосферными и океаническими процессами нашей планеты, то это обуславливает необходимость постоянного мониторинга геодезических параметров Земли.

#### Список литературы

1. V. P. Gorobets, G. V. Demianov, A. N. Mayorov, and P. G. G., *Geoprophi*, **6**, 4, 2013.
2. V. P. Gorobets, G. V. Demianov, A. N. Mayorov, and P. G. G., *Geodezia i kartographia*, **2**, 53, 2012.
3. Parametri Zemli 1990 goda (PZ-90.11).
4. Z. Altamimi, P. Rebischung, L. Métivier, and X. Collilieux, *Journal of Geophysical Research (Solid Earth)*, **121**, 6109, 2016.

## **Космическая геодезия: от первого ИСЗ до современных космических технологий**

Рыхлова Л.В., Ключиков А.А.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

С запуском первого ИСЗ началась принципиально новая эра в изучении фигуры и гравитационного поля Земли. В статье отражены основные этапы развития методов космической геодезии при определении фигуры и гравитационного поля Земли, а также использование этих методов для решения задач геофизики, геодинамики, океанологии и других наук о Земле.

### **Space geodesy: from the first satellite to modern space technologies**

Rykhlova L.V., Klyukov A.A.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

With the launch of the first satellite began a fundamentally new era in the study of the figure and the gravitational field of the Earth. The article reflects the main stages of development of space geodesy methods in determining the shape and gravitational field of the Earth, as well as the use of these methods for solving problems of geophysics, geodynamics, oceanology and other earth sciences.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.019

### **1. Введение**

Запуск первого искусственного спутника Земли ознаменовал начало космической эры, что способствовало появлению во многих областях науки новых направлений развития. Это коснулось и геодезии: на стыке геодезии, геофизики, астрометрии, небесной механики, радиоэлектроники появилась новая научная дисциплина — космическая геодезия. Космическая геодезия имеет своей основной задачей создание глобальной земной системы координат и определение параметров гравитационного поля Земли.

Началом решения этой задачи в нашей стране можно считать Постановление Правительства СССР от 1956 г., согласно которому Академии наук СССР была поручена работа по созданию сети станций наблюдения и организации подготовки наблюдателей «космических

изделий». Непосредственное исполнение этой работы было возложено на Астрономический совет АН СССР [1]. К 1 октября 1957 г. на территории СССР были готовы к работе 66 станций. Еще несколько десятков станций находились за пределами СССР.

## 2. Методы космической геодезии

Для решения фундаментальной задачи геодезии (исследование фигуры, размеров и гравитационного поля Земли) стали использоваться методы космической геодезии, которые условно можно разделить на геометрические и динамические. В геометрических методах ИСЗ рассматривается как высокая визирная цель. Координаты определяемых пунктов получают в системе координат исходных пунктов. Решение геодезических задач геометрическими методами осуществляется на основе синхронных наблюдений спутника с нескольких пунктов. Бурное развитие теории движения ИСЗ, создание специальных геодезических спутников и разработка новых средств для их наблюдений (доплеровские приемники, лазерные дальномеры, радиодальномерные системы) способствовали более широкому использованию для решения геодезических задач динамических методов космической геодезии, основанных на вычислении точной орбиты ИСЗ по результатам траекторных измерений с учетом всех действующих на него сил. Определяемыми параметрами в динамическом методе являются координаты пунктов, параметры гравитационного поля Земли, параметры модели движения ИСЗ, а также некоторые геодинамические параметры, например, параметры вращения Земли. Динамические методы позволяют определять координаты пунктов в системе координат, связанной с центром масс Земли.

## 3. Первая геодезическая спутниковая программа NGSP

В 1964 г. NASA совместно с Министерством обороны США и Геодезической службой США разработала Национальную геодезическую спутниковую программу (National Geodetic Satellite Program, NGSP). Для практической реализации этой программы были запущены три специальных геодезических спутника: ГЕОС-1, ГЕОС-2 и ГЕОС-3. Математическая обработка результатов наблюдений этих спутников в рамках программы NGSP показала, что точность определения координат пунктов в среднем по сети составляет 4.5 м [2]. Это был один из первых проектов комплексного использования наблюдений ИСЗ

для решения геодезических задач и задач других наук о Земле. Эта тенденция сохраняется до настоящего времени.

#### **4. Использование спутниковых радионавигационных систем при решении геодезических задач**

Значительный прогресс в решении геодезических задач был получен на основе наблюдений космических аппаратов (КА) спутниковой навигационной системы (СНС) США TRANSIT. За время эксплуатации СНС TRANSIT были получены: глобальная система геодезических параметров World Geodetic System 1972 (WGS-72); модели гравитационного поля Земли APL-1.0, APL-3.5, NWL-5E,6, NWL-8, NWL10E; высокоточные ряды координат полюса Земли (точность 0.005"). В нашей стране при решении геодезических задач, помимо доплеровских наблюдений КА СНС TRANSIT, использовались доплеровские наблюдения отечественных космических геодезических комплексов (КГК). В 1985 г. в СССР началась эксплуатация КГК ГЕОИК. Результаты, полученные при решении целевых задач КГК ГЕОИК, послужили основой для системы геодезических параметров Земли «Параметры Земли 1990 года» [3]. В настоящее время на орбите функционирует космический геодезический комплекс ГЕОИК-2. Поступающая со спутника информация обрабатывается в Центре обработки геодезической информации.

В 1973 г. министерство обороны США инициировало процесс унификации навигационных систем, что послужило поводом к созданию глобальной системы позиционирования GPS. Начиная с 1993 г., возможности ГНСС GPS стали использоваться в полной мере. В настоящее время в мире помимо GPS развернуты другие ГНСС: ГЛОНАСС (Россия), Galileo (Евросоюз), BEIDOU (Китай). Использование GPS-технологии при решении геодезических задач позволило определять положение пунктов на сантиметровом уровне точности и осуществлять мониторинг их координат.

#### **5. Лазерные измерения дальностей до ИСЗ в геодезических целях**

Параллельно с развитием радиотехнических средств наблюдений ИСЗ совершенствовались измерительные системы оптического диапазона — спутниковые лазерные дальнометры. Появление нового поколения спутниковых лазерных высокоточных (дециметровый уровень точности) дальнометров и запуск двух геодинамических спутников Starlette

и LAGEOS-1, предназначенных для лазерных наблюдений, стали новым этапом в развитии средств и методов космической геодезии для решения геодезических и геодинамических задач [4]. К концу 1980-х гг. из математической обработки лазерных наблюдений ИСЗ получены результаты, превосходящие по точности другие измерительные средства. К середине 1990-х гг. точность измерения лазерных дальностей до ИСЗ достигает субсантиметровой точности. На орбиту выводятся новые спутники, предназначенные для лазерной локации: AJISAI (1986), Эталон-1 и Эталон-2 (1989), LAGEOS-2 (1992), Stella (1993), GFZ-1 (1995).

## 6. Спутниковая альтиметрия

Альтернативой динамическому методу космической геодезии при изучении фигуры Земли и ее гравитационного поля является математическая обработка измерений, полученных при помощи спутниковых радиовысотометров. Измерения высот ИСЗ при известной орбите, в отличие от других типов траекторных измерений, позволяют непосредственно получить высоты геоида.

В настоящее время работают альтиметрические миссии Jason-2, CryoSat-2, HaiYang-2, SARAL, Jason-3, Sentinel-3. Для повышения точности определения орбит океанографических спутников, имеющих на борту прецизионные альтиметры, Французским космическим агентством (CNES), научно-исследовательской группой космической геодезии (GRGS) и французским Национальным институтом географии (IGN) была разработана и реализована спутниковая радиотехническая система DORIS [4]. Определение орбит спутников (на уровне нескольких сантиметров) позволило успешно использовать систему DORIS для определения параметров вращения Земли; точного определения координат пунктов земной поверхности; уточнения геоида с использованием альтиметрических данных.

## 7. Спутниковые гравитационные миссии

Для исследования процессов, происходящих в системе Земля, необходимо иметь параметры гравитационного поля Земли (ГПЗ), точность которых в пересчете на высоты квазигеоида имеет миллиметровый уровень. Для получения параметров ГПЗ такого уровня точности была использован подход, состоящий в том, чтобы выполнять измерения не с пунктов земной системы координат, а в системе координат космического аппарата. Практическая реализации этой идеи

была осуществлена в трех проектах: германском CHAMP; американо-германском GRACE; европейском GOCE [5].

### 7.1. CHAMP

Основное значение этой миссии заключается в том, что впервые в истории спутниковой геодезии важные для Земли данные накапливались в течение десяти лет на низкоорбитальной платформе. Точные измерения дальности по линии «спутник-спутник» в варианте «высокий-низкий» на высоте полета КА CHAMP позволили получить модель гравитационного поля Земли с точностью 1 см и пространственным разрешением 500 км [4].

### 7.2. GRACE

Американо-германская гравитационная миссия GRACE позволила осуществить дальнейшее уточнение параметров гравитационного поля Земли по точности и пространственному разрешению, а также осуществить определение временных вариаций параметров ГПЗ. Начало практической реализации гравитационной миссии GRACE — 17 марта 2002 г. Окончание миссии GRACE — октябрь 2017 г. Благодаря высокоточным межспутниковым измерениям было выполнено определение параметров средней и длинноволновой частей спектра ГПЗ с точностью 0.1 мм с пространственным разрешением до 500 км. Это на два порядка точнее, чем в миссии CHAMP [4].

### 7.3. GOCE

Точность моделей гравитационного поля Земли, полученных по измерительной информации спутниковой гравитационной миссии GOCE, в пересчете на точность высот геоида и гравитационных аномалий составляет 1–2 см и 1.0 мГал соответственно с пространственным разрешением 100 км (степень разложения 200). Полученные по данным миссии GOCE модели статического гравитационного поля Земли предполагается использовать для унификации высотных систем и передачи высот между континентами [5].

## 8. Заключение

К 2019 г. были получены следующие важные результаты в области современной геодезии: получена глобальная земная система координат

на сантиметровом уровне точности (ITRF-2014); в России и в США получены очередные версии систем геодезических параметров «ПЗ-90» (ПЗ-90.11) и «WGS-84» (G1762); получены модели гравитационного поля Земли (NWL, GEM, GRIM, EGM и т.д.); успешная реализация проектов CHAMP, GRACE и GOCE позволила создать модели гравитационного поля Земли с высокой точностью и высоким пространственным разрешением в длинноволновой, средневолновой и коротковолновой области спектра ГПЗ. Результаты, полученные современными средствами и методами космической геодезии, используются не только при решении геодезических задач, но и других наук о Земле (геодинамика, геофизика, океанология, гляциология, гидрология и т.д.).

### Список литературы

1. L. V. Rykhlova and B. M. Shustov, *Istoriya nauki i tekhniki*, 32–47, 2016.
2. E. G. Boyko, B. M. Klenitskiy, I. M. Landis, and G. A. Ustinov, *Using artificial Earth satellite to build geodetic networks* (1977).
3. Y. A. Bazlov, V. V. Boykov, and V. F. Galazin, in *Space Geodesy and Modern Geodynamics. M.: MID RF*, 91–121 (1996).
4. S. P. Kuzin, K. V. Ebauer, and A. A. Kluykov, *Zemlya i Vselennaya*, 79–89, 2016.
5. A. A. Kluykov, in *Stars and Satellites, Proceedings of the Memorial Conference Devoted to A.G. Masevich 100th Anniversary*, 26–31 (2018).

## Техническое обеспечение наблюдений слабых поточных метеоров

Леонов В.А., Крючков С.В., Мазуров В.А.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Конструктив современных систем наблюдений за метеорами в последние два десятилетия практически не изменился и обычно включает ПЗС-камеру, объектив, герметичный кожух и прочие вспомогательные системы для стабилизации температуры, открытия/закрытия крышки объектива и передачи данных. Поэтому модернизация и усовершенствование таких систем может происходить в разных направлениях — это внедрение новых технических решений, которые обычно происходят посредством улучшения оптики, и редко осуществляется путем внедрения новых механизмов, и усовершенствование электронной части и систем управления — печатных плат или микроконтроллеров. В работе рассмотрены некоторые способы усовершенствования патрульных метеорных камер, применяемых в ИНАСАН для регистрации слабых поточных метеоров.

## Technical support of observations of weak stream meteors

Leonov V.A., Kryuchkov S.V., Mazurov V.A.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

The design of modern meteor observation systems is quite simple and usually includes a CCD camera, lens, watertight case and other auxiliary systems for temperature stabilization, opening/closing the lens cover and data transmission. Therefore, modernization and improvement of such systems of registration of meteors (including weak) can occur in two directions — the introduction of new technical solutions, which usually occurs in the direction of improving optics, and is rarely carried out through the introduction of new mechanisms, and the improvement of the electronic part and control systems printed circuit boards, microcontrollers. The paper considers all the ways to improve patrol meteor cameras used in INASAN for the registration of weak stream meteors.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.020

### 1. Компенсатор угловой скорости для метеорных камер

Метеоры — кратковременные световые явления, их наблюдения происходят в режиме фиксации случайных событий, когда ведется непрерывная регистрация световых явлений в наблюдаемом участке неба,

а в полученных регистрациях выделяются записи собственно метеорных событий. Однако если метеорная камера может работать в следящем за метеорами режиме, то это позволит существенно повысить ее проникающую силу. В этом режиме ось камеры ориентируется в пространстве на положение метеора.

Существуют системы, которые позволяют в режиме реального времени ориентировать камеру таким образом [1], однако учитывая скорость движения метеора на фоне звезд и необходимость в прецизионном механическом оборудовании для такой камеры, ее стоимость составляет десятки тысяч Евро, что не позволяет изготавливать такую систему при бюджете финансирования. Кроме того, существенным недостатком таких систем, сильно ограничивающим глубину охвата метеорных явлений, является потребность в высоких яркостях метеоров, которые нужны, чтобы обеспечить мгновенную реакцию системы слежения на появление метеора.

В ИНАСАН предложен более простой, но не менее эффективный способ осуществления слежения за метеорами выбранного потока: перед объективом камеры размещается плоское качающееся зеркало, которое выполняет функцию «следящей системы» для метеоров (рис. 1). Зеркало поворачивается во время экспозиции в направлении и со скоростью, компенсирующими видимое движение метеора. Скорость качания зеркала определяется скоростью метеорных частиц в потоке и удалением центра поля зрения от метеорного радианта.

На регистрирующем приемнике изображение метеора оказывается неподвижным, в результате чего во время всей экспозиции размер изображения метеора удерживается в элементе разрешения приемника. Этим достигается проникающая сила камеры по метеорам, равная проникающей силе камеры по звездам с неподвижным полем зрения. Однако точная компенсация движения достигается не для всех метеоров, а только для тех, на движение которых настроена камера.

В широком поле зрения полной компенсации смещения метеора достичь невозможно, поэтому в ряде случаев вместо точечного изображения регистрируется короткий штрих. Но даже тогда происходит повышение проникающей силы камеры по метеорам.

В случае, если поле зрения камеры движется вслед за метеором, в кадре будут получаться вытянутые изображения звезд, которые для этой камеры уже будут движущимися объектами. Тем не менее, зная квантовую чувствительность метеорной камеры и полную излучаемую энергию звезд в кадре, и используя созданный нами для этих целей каталог [2], можно получить достаточно точную фотометриче-

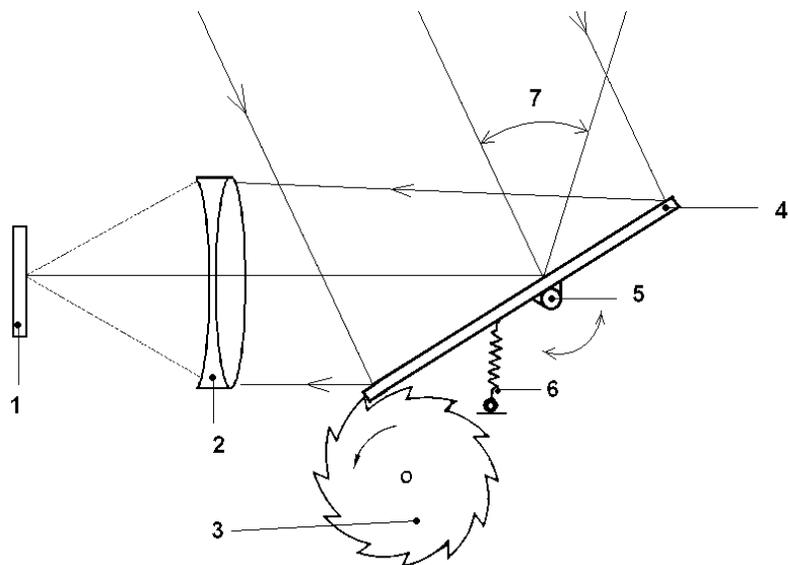


Рис. 1: Метеорная камера с качающимся зеркалом (зеркало показано в начальном положении сканирования). На рисунке цифрами обозначено: 1. Фотоприемник (фотопленка или матрица). 2. Объектив камеры. 3. Мотор с храповым устройством. 4. Качающееся плоское зеркало. 5. Ось качания зеркала (перпендикулярна рисунку). 6. Возвратная пружина. 7. Угол разворота поля зрения камеры.

скую оценку метеора, что крайне важно для последующего вычисления масс метеорных частиц.

Видимая угловая скорость метеора, требуемая для получения скорости качания зеркала, определяется его пространственной скоростью, расстоянием от метеора до наблюдательной аппаратуры и угловым расстоянием от метеора до радианта. Расстояние до наблюдателя в среднем составляет 70–120 км, а элонгация варьируется в диапазоне  $0^\circ - 90^\circ$ .

В каждом метеорном потоке все частицы находятся на близких орбитах и имеют одинаковые скорости, известные из предыдущих многолетних наблюдений [3]. На некотором удалении от радианта сгорающие на примерно одной высоте метеоры потока имеют очень близкие угловые скорости движения, поэтому для метеоров одного потока

их можно считать одинаковыми. Положение радианта метеорного потока для каждого потока тоже известно, и несложно вычислить до начала наблюдений, с какой угловой скоростью и в каком направлении будут двигаться метеоры наблюдаемого потока в поле зрения камеры. Перед проведением наблюдений конкретного метеорного потока определяется направление движения метеора и его угловая скорость для модельного случая, когда метеор оказывается в центре поля зрения, далее на основании вычислений выставляется ось качания зеркала и скорость его качания.

Таким образом, задача, которую решает предложенное устройство, состоит в обеспечении отслеживания движения метеора метеорного потока с известными характеристиками (положение радианта потока на небесной сфере и скорость метеорных частиц в момент их входа в земную атмосферу) с целью повышения его проникающей силы по метеорам до уровня проникающей силы по звездам.

## 2. Модернизация автоматики и элементной базы

Электронное обеспечение метеорных камер требуется для автоматического режима управления камерами: дистанционного включения камер, открытия крышек объективов и их закрытия в случае увеличения засветки для сохранности ПЗС-приемников, регулировки температурного режима.

Модернизация автоматики и элементной базы метеорных камер ИНАСАН происходит постоянно по мере накопления опыта наблюдений, и идет преимущественно по пути повышения надежности, сокращения времени изготовления и удешевления вспомогательной техники. Кроме того, рынок электронных компонент постоянно прибавляется новыми готовыми системами, улучшенными приводами, например, шаговыми двигателями, и всевозможными датчиками и реле. Это приводит к изменению выбора конструкции и элементной базы изготавливаемых вспомогательных устройств.

В результате постоянного поиска новых решений и компромиссов группа разработчиков остановилась на простом алгоритме работы устройств, имеющем возможности для их развития. Алгоритм работы управляющей системы следующий: в зависимости от времени наступления астрономических сумерек в месте наблюдений компьютер дает команду на открытие крышки, защищающей иллюминатор камеры от снега или дождя. После этого включается питание видеокамеры, время включения которой также задается оператором в программе на ПК. При необходимости включается подогрев кожуха для

поддержания необходимой температуры внутри бокса и исключения запотевания объектива и иллюминатора. Аналогичным образом в обратном порядке происходит окончание сеанса наблюдений с наступлением рассвета, либо при срабатывании таймера.

В процессе эксплуатации и постоянной доработки было изготовлено и проверено в работе несколько вариантов оборудования. Первые варианты автоматики создавались на микроконтроллерах Atmega с дискретной обвязкой в корпусе от блоков бесперебойного питания с использованием собственного трансформатора корпуса и источника питания на дискретных элементах. В качестве привода защитной крышки использовался двигатель постоянного тока 12 В с драйвером на силовых полевых транзисторах. Были опробованы варианты с приводом крышки двигателем от автомобильного стеклоочистителя, от офисного принтера и т.д. Все варианты были работоспособны. В последствии стали использовать промышленные источники питания 12 В, 2 А серии PS фирмы Mean Well.

Блоки автоматики на случай ее отказа или необходимости вмешательства наблюдателя поначалу дублировались встроенным ручным управлением. Однако автоматика зарекомендовала себя надежно и от этой опции впоследствии отказались. На всех вариантах автоматики есть светодиодная индикация ее включения, положения крышки, включения камеры и подогрева.

Сейчас при необходимости для стационарно установленного оборудования изготавливаются устройства на модулях Arduino Nano/Uno, четырехканальном реле Arduino, которые монтируются в корпусах от CD или DVD приводов. Это сделано с целью удобства монтажа таких готовых модулей в системные блоки стационарных ПК, а также для возможности их электропитания от блока питания этого же ПК. Все это существенно удешевило стоимость, ускорило изготовление и повысило надежность автоматики. Отличие автоматики для переносных камер от стационарно установленных заключается в наличии собственного корпуса и внешнего шлейфа USB.

### 3. Заключение

Камера с компенсатором угловой скорости метеора позволит довести проникающую силу метеорной камеры почти до уровня проникающей силы по звездам и может быть использована при наблюдениях метеоров в оптическом диапазоне спектра в области метеорных яркостей, недоступных для современной техники.

Регулировка режимами управления камерами, включая дистанционный, после многолетних доработок стала удобной, надежной и комплектуется на основе готовых промышленных компонентов, что существенно уменьшает время и стоимость обслуживания.

### Список литературы

1. R. J. Weryk, M. D. Campbell-Brown, P. A. Wiegert, P. G. Brown, Z. Krzeminski, and R. Musci, *Icarus*, **225**, 614, 2013.
2. V. A. Leonov and A. V. Bagrov, in *Stars and Satellites, Proceedings of the Memorial Conference Devoted to A.G. Masevich 100th Anniversary*, 93–99 (2018).
3. A. Bagrov and V. Leonov, in M. Gyssens, P. Roggemans, and P. Zoladek, eds., *Proceedings of the International Meteor Conference, Poznan, Poland, 22-25 August 2013*, 142–146 (2014).

## Эффективность спектроскопических наблюдений звезд. I. Параметры спектральных линий

Панчук В.Е.<sup>1,2</sup>, Клочкова В.Г.<sup>1</sup>, Юшкин М.В.<sup>1</sup>,  
Сачков М.Е.<sup>3</sup>, Марченко Д.В.<sup>4</sup>

<sup>1</sup> *Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия*

<sup>2</sup> *Институт космических исследований РАН, Москва, Россия*

<sup>3</sup> *Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

<sup>4</sup> *Северо-Кавказский федеральный университет, Ставрополь, Россия*

С использованием опыта работ на БТА, рассматривается влияние различных характеристик (время экспозиции, спектральное разрешение, шумы приемника) на результативность спектроскопических наблюдений звезд. Показано, что для увеличения точности определения астрофизических параметров наиболее экономичным является не увеличение времени экспозиции, а увеличение спектрального разрешения.

## Stellar spectroscopic observation efficiency. I. Spectral line parameters

Panchuk V.E.<sup>1,2</sup>, Klochkova V.G.<sup>1</sup>, Yushkin M.V.<sup>1</sup>, Sachkov M.E.<sup>3</sup>,  
Marchenko D.V.<sup>4</sup>

<sup>1</sup> *Special Astrophysical Observatory of the RAS, Nizhny Arkhyz, Russia*

<sup>2</sup> *Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>3</sup> *Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>4</sup> *North-Caucasian Federal University, Stavropol, Russia*

Using the practice of work with the BTA telescope we study an influence of several parameters (exposure time, spectral resolution, detector noises) on the resulting spectral data on stars. We show that to increase an accuracy of astrophysical parameter determination it is more efficient to increase spectral resolution rather than exposure time.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.021

### 1. Введение

Спектрографы, устанавливаемые на телескопах диаметром  $D \leq 1$  м, зачастую являются приборами, используемыми наблюдателями с различным уровнем подготовки. Поэтому наиболее популярным поль-

зовательским вопросом является: «Имеется ли калькулятор времени экспозиции, позволяющий выбрать режим наблюдений?». Однако конечной целью наблюдений является не регистрация спектра до определенного уровня  $S/N$ , а получение астрофизически значимых характеристик (эквивалентная ширина спектральной линии  $W$ , профиль линии  $r(\lambda)$ , положение линии в шкале длин волн  $\lambda$ , параметры Стокса). На примерах наблюдений и простейших моделей покажем, что в спектроскопии звезд зависимость  $S/N$  от времени экспозиции  $T$  не является главной характеристикой эффективности прибора, и, если есть возможность выбрать (или построить) спектрограф, выгоднее влиять на другие параметры режима наблюдений (спектральное разрешение и шумы приемника).

## 2. Наблюдения звезд на спектрографах первого и второго поколений

В отечественной астрономической практике новые спектральные приборы появлялись нечасто. Например, первые 15 лет работы 6-метрового телескопа БТА для спектроскопии звезд использовались спектрограф с фотографической регистрацией, ОЗСП (о развитии которого см. в [1]) и (с 1986 г.) спектрограф с двумерным счетчиком фотонов ZEBRA [2]. Вначале на новом спектральном приборе в различных режимах выполняются тестовые наблюдения объектов различной звездной величины, в результате появляется набор данных вида «уровень шумов в непрерывном спектре  $S/N$  — звездная величина  $m$  — время экспозиции  $T$ ». Для случаев, когда угловые изображения звезд  $s$  превышают угловую ширину щели спектрографа  $l$ , учитывается еще и качество изображений звезд.

Эта эмпирическая информация служила основой построения различных номограмм, необходимых как для принятия решений о наблюдении конкретного объекта, так и для оценки времени экспозиции. По аналогии с регистрацией изображений звезд, такая информация рассматривалась как сведения о проникающей способности спектрографа. Так как уровень шумов определялся, в основном, зернистостью фотоэмульсии и высотой расширения спектра поперек дисперсии, можно говорить, что величина  $S/N$  не являлась широко варьируемой характеристикой. Существовал способ и теоретической оценки проникающей способности. На основании статьи Боуэна [3], см. также [4], можно было сделать оценки, учитывающие особенности режимов фотографических наблюдений (тип фотоэмульсии, расширение спектра и т.п.). Для ОЗСП БТА были опубликованы результаты расче-

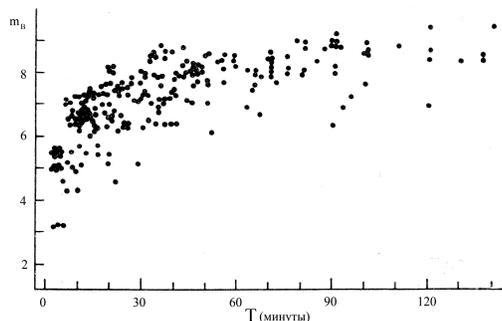


Рис. 1: Проницающая способность для одного из вариантов наблюдений на ОЗСП, программа [6]. Разброс точек определяется как характеристиками астроклимата (качество изображений, прозрачность), так и различием склонений (часть звезд скоплений Ori OB1 и Sco-Cen расположена на южном небе).

тов [5], по которым внешние пользователи телескопа смогли подготовить первые программы наблюдений еще до ввода спектрографа в эксплуатацию (1975 г.). Так, до плотности почернения 0.2 над вуалью, за час экспозиции, с обратной линейной дисперсией  $P = 28 \text{ \AA}/\text{мм}$ , на эмульсии определенной чувствительности предполагалось получать спектр звезды  $m_V = 11.2$  с расширением поперек дисперсии 0.25 мм. В действительности, с такими характеристиками спектрограмм удавалось регистрировать звезды, на одну величину более яркие. На рис. 1 приведены результаты определения проницающей способности по наблюдениям на ОЗСП пекулярных и нормальных А и В звезд в скоплениях и ассоциациях [6]. Использовались камера с фокусным расстоянием  $F = 605 \text{ мм}$ , дифракционная решетка 600 штр/мм, в третьем порядке, центральная длина волны  $\lambda_c = 4400 \text{ \AA}$ , обратная линейная дисперсия  $P = 9 \text{ \AA}/\text{мм}$ , высота спектра 0.7 мм, плотность почернения 1.0. Видно, что на экспозициях более 40–50 минут проницающая способность практически не увеличивается.

При теоретических оценках предполагается, что положение изображения звезды на щели неизменно, а сопровождение телескопом идеальное. Но теория не учитывала своеобразное поведение БТА в режиме ручной коррекции (гидрирования), приводящее к потерям в проницающей способности. Последнее было доказано на спектрографах третьего поколения (с матрицами ПЗС), и только после разработки

компенсатора колебаний изображения звезды, установленного в фокусе Нэсмит-2 [7].

При наблюдениях с двумерным счетчиком фотонов время экспозиции ограничивалось нестабильностями системы магнитной фокусировки электронно-оптического преобразователя, работающего на подвижном телескопе, т.е., при переменной ориентации вектора магнитного поля Земли относительно обмоток ЭОП. Динамический диапазон светоприемника был ограничен временем считывания телевизионного кадра, поэтому во избежание считывания двух и более событий в качестве одного яркие калибровочные звезды необходимо было ослабить на входе спектрографа на несколько звездных величин. При максимальной допустимой скорости счета 0.5 события на канал в секунду за час экспозиции можно было накопить всего 1800 отсчетов в канале ( $S/N \approx 40$ ). Поэтому значения  $S/N$  спектров исследуемых и калибровочных звезд были близки, чего было явно недостаточно для выполнения большинства программ звездной спектроскопии. Средняя величина спектрального разрешения  $R = \lambda/\delta\lambda = 3000$  [2] не обеспечивала условие переоценки линий для большинства спектральных классов, поэтому предпочтение отдавалось наблюдениям горячих звезд с широкими линиями (рис. 2). В частности, в спектрах звезд голубой части горизонтальной ветви шаровых скоплений была впервые обнаружена дисперсия содержания легких элементов от звезды к звезде в пределах скопления [8]. Приблизиться к условию переоценки линий удалось на автоколлимационном спектрографе ЭСПАК,  $R \approx 27000$ ,  $S/N \approx 40$ ,  $m_V = 12$  [9]. Итак, на спектрографах второго поколения (счет фотонов) величина  $S/N$  также не оказалась широко варьируемой характеристикой. Заметим, что многие астрономы при определении времени экспозиции и для оценки  $S/N$  ограничиваются извлечением квадратного корня из числа отсчетов, что справедливо только для идеального прибора, где остальные источники ошибок отсутствуют.

Итак, при наблюдениях звезд на спектрографах первого и второго поколений (фотографическая регистрация и двумерный счет фотонов, соответственно), предельная величина времени экспозиции определялась не параметрами спектральной системы, а, преимущественно, свойствами светоприемника.

### 3. Регистрация спектров на матрицах ПЗС

Переход на малозумящие твердотельные приемники с большим динамическим диапазоном, казалось бы, должен сделать время экспози-



$\lambda$  — длина волны в  $\text{\AA}$ ,  
 $\delta\lambda$  — ширина аппаратной функции спектрографа в  $\text{\AA}$ ,  
 $R$  — спектральное разрешение  $R = \lambda/\delta\lambda$ ,  
 $P$  — обратная линейная дисперсия, в  $\text{\AA}/\text{мм}$ ,  
 $n$  — число фотоэлектронов за 1 с на 1  $\text{\AA}$ ,  
 $T$  — время экспозиции, с,  
 $N$  — уровень непрерывного спектра в окрестностях линии,  
 $W$  — эквивалентная ширина линии в  $\text{\AA}$ ,  
 $\Delta\lambda$  — полуширина абсорбционной линии на половине интенсивности в  $\text{\AA}$ ,  
 $r$  — глубина (интенсивность) линии относительно континуума,  
 $p$  — ширина одного пикселя матрицы в  $\text{\AA}$ ,  
 $e$  — шум считывания в электронах,  
 $\Delta L$  — наблюдаемая ширина линии в  $\text{\AA}$ ,  
 $Q$  — наблюдаемая глубина линии относительно континуума,  
 $D$  — диаметр телескопа,  
 $A$  — диаметр коллимированного пучка спектрографа,  
 $q$  — число измеренных линий.

### 3.1. Измерения эквивалентных ширин

Долгое время спектроскописты пользовались тезисом о независимости эквивалентной ширины спектральной линии  $W$  от величины обратной линейной дисперсии  $P$  (если изменять  $P$  в разумных пределах, обеспечивающих выделение линии). Однако точность измерения  $W$  зависит от  $P$ . Оценим ошибки измерения  $W$  при различных параметрах регистрации спектра. Абсорбционную спектральную линию можно характеризовать полушириной  $\Delta\lambda$ , измеренной на половине интенсивности линии  $r$ . Пусть от телескопа в спектрограф за 1 с на 1  $\text{\AA}$  поступает  $n$  фотоэлектронов. Тогда уровень непрерывного спектра, накопленного за время экспозиции  $T$ , составит  $N = nT$  на 1  $\text{\AA}$ . Здесь мы пренебрегаем различием в потерях света, присущих спектрографам с различной величиной спектрального разрешения  $R$ . Для удобства оценки параметров спектральных линий, величину спектрального разрешения  $R$  заменим шириной одного пикселя матрицы  $p$ , выраженной в  $\text{\AA}$ . Тогда за одну экспозицию число отсчетов на один пиксель составит  $Np$ . Далее все оценки выполним для идеального спектрографа, где  $p$  является входным параметром. В действительности, при увеличении спектрального разрешения потери в спектрографе возрастают (из-за появления второго диспергирующего элемента в схемах

скрещенной дисперсии и потерь на входной щели, возрастающих при увеличении диаметра телескопа). Так как при этих оценках мы рассматриваем только схемы скрещенной дисперсии, реализованные на БТА (на ОЗСП используется призмный разделитель порядков), то в первом приближении все приборы по уровню потерь на оптической схеме можно принять равными.

Вначале рассмотрим случай низкого спектрального разрешения, когда линия недооценена, т.е.,  $p > 2\Delta\lambda$ , а ширина аппаратной функции спектрографа укладывается в один пиксель,  $p > \delta\lambda$ . Реальный спектрограф обычно согласован с разрешением приемника, т.е., по крайней мере,  $p = \delta\lambda/2$ , так что данный вариант недооценки линии приведем лишь для иллюстрации неоптимальной зависимости ошибки от числа отсчетов. Статистическая ошибка числа отсчетов при измерении эквивалентной ширины линии, полностью «укладывающейся» на один пиксель, составит  $(Np + e^2)^{1/2}$ , где  $e$  - сумма шума считывания и величины темнового тока. Для абсорбционной линии число отсчетов составит  $rNp$ . Относительная ошибка определения эквивалентной ширины составит  $\sigma_W \sim (pN^{-1} + e^2N^{-2})^{1/2}(r\Delta\lambda)^{-1}$ . Если  $p \gg e^2/N$ , то ошибка определения эквивалентной ширины  $\sigma_W$  пропорциональна квадратному корню из обратного разрешения, т.е.,  $\sigma_W \sim p^{1/2}$ . Вчетверо увеличивая низкое спектральное разрешение  $R$ , ошибку измерения эквивалентной ширины  $\sigma_W$  недооцененной линии уменьшаем только вдвое. При увеличении  $R$  (уменьшении  $p$ ) сначала приходим к случаю спектрографа, согласованного с приемником ( $p < \delta\lambda$ ), при этом ошибка измерения эквивалентной ширины недооцененной линии ( $p > 2\Delta\lambda$ ) по-прежнему будет пропорциональна  $p^{1/2}$ .

Рассмотрим случай высокого спектрального разрешения, когда линия переоценена, т.е.,  $p < 2\Delta\lambda$ , а спектрограф согласован с приемником,  $\delta\lambda \geq p$ . Изображение линии проецируется более чем на два пикселя, и в первом приближении можно принять треугольную форму профиля. Относительная ошибка определения эквивалентной ширины составит  $\sigma_W \sim (N^{-1} + e^2/N^2p)^{1/2}(\Delta\lambda)^{-1/2}r^{-1}$ . При малых шумах считывания, когда  $e^2 < Np$ , ошибка  $\sigma_W$  не зависит от  $p$ , и увеличивается, когда  $e > (Np)^{1/2}$ . Следовательно, для увеличения точности измерений эквивалентных ширин переоцененных линий нет особого смысла и далее уменьшать  $p$ , ниже двойной полуширины  $2\Delta\lambda$ .

На рис. 3 линиями отмечено граничное условие  $p = e^2/N$ , определенное для различных спектральных приборов БТА, оснащенных матрицами ПЗС с различными значениями шума считывания (табл. 1).

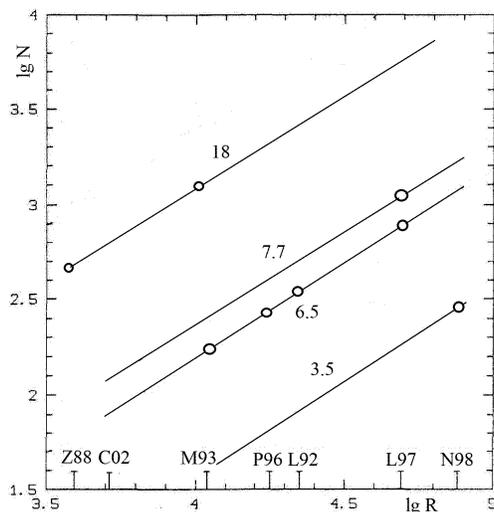


Рис. 3: Границы условия  $p = e^2/N$ , определенные для различных спектрографов БТА и матриц ПЗС. Цифрами у линий указаны значения шума считывания. Описания спектрографов: Z [2], С [11], М [1], Р [12, 13], L [14, 15], N [16, 17].

По абсциссе отмечены значения  $R$  для спектрографов и их модификаций, указан год ввода в эксплуатацию на БТА.

По сравнению с рис. 1 из [12], здесь добавлена информация о спектрографе среднего разрешения [11] и данные по спектрографу высокого разрешения НЭС [16, 18], на который с 2001 г. устанавливались приемники увеличенного формата с пониженными шумами считывания [17, 19].

### 3.2. Измерения полуширин

Рассмотрим варианты измерения полуширины линии. У звезд различных спектральных классов естественная полуширина линии  $\Delta\lambda$  изменяется в широких пределах. Если для горячих звезд основными факторами уширения являются эффект Штарка, быстрое осевое вращение, макротурбулентность и температура, то для звезд солнечного типа, уширение определяется преимущественно температурой и микротурбулентией (холодные звезды с большим значением проекции

Таблица 1: Шумы считывания ( $e$ ) матриц ПЗС, использованных на эшелле-спектрографах БТА.

Формат	$e$	Годы
580x520	$18 e^-$	1990–1995
1060x1040	$6.5 e^-$	1995–2001
2048x2048	$7.7 e^-$	2001–2011
4608x2048	$3.5 e^-$	2011 – наст.вр.

скорости осевого вращения на луч зрения,  $V \sin i$ , встречаются редко). Если линии существенно недооценены,  $p > 2\Delta\lambda$ , то измерения полуширины не имеют смысла. Напомним, что в работах по измерению проекции скорости осевого вращения на луч зрения  $V \sin i$  (см., например, [20]) эмпирически было установлено, что величина нижней границы измеримых значений  $V \sin i$  (в км/с) совпадает с величиной используемой обратной линейной дисперсии (в  $\text{\AA}/\text{мм}$ ). Другими словами, по спектрам с обратной линейной дисперсией  $9 \text{\AA}/\text{мм}$  невозможно измерять полуширины линий с  $V \sin i < 9 \text{ км/с}$ .

Наблюдаемая ширина линии  $\Delta L$  включает полуширину аппаратной функции спектрографа  $\delta\lambda$  и оценивается как  $\Delta L = ((\delta\lambda)^2 + (\Delta\lambda)^2)^{1/2}$ . Ошибка измерения наблюдаемой полуширины линии  $\sigma_{\Delta L} = (\Delta L)^{1/2} N^{-1/2} Q^{-1}$ , где  $Q$  — наблюдаемая глубина абсорбционной линии. Так как  $Q \approx r\Delta\lambda/\delta\lambda$ , где  $r$  — интенсивность линии, разрешаемой спектрографом, ошибка измерения естественной полуширины составит  $\sigma_{\Delta\lambda} = (\delta\lambda)^{5/4} (\Delta\lambda r)^{-1/2} N^{-1/4}$ . Эта оценка получена для случая  $\delta\lambda \gg \Delta\lambda$ . Таким образом, для линий, неразрешенных аппаратной функцией спектрографа и переоцененных линейным разрешением приемника, уменьшать ошибку измерения полуширины путем увеличения времени экспозиции — путь очень затратный. Если увеличивать спектральное разрешение (уменьшать  $p$ ), точность определения полуширины быстро возрастает, и при  $p < 2\Delta\lambda$  ошибка измерения уже не зависит от  $p$ , т.е.,  $\sigma_{\Delta L} = (\Delta L)^{1/2} N^{-1/2} r^{-1}$ .

#### 4. Выводы

Опыт создания и эксплуатации звездных спектрографов показывает, что увеличение времени экспозиции является крайним средством, к которому следует прибегать в задаче повышения точности измерения параметров спектральных линий. Гораздо выгоднее увеличивать

спектральное разрешение и понижать шумы приемника. Этот вывод подтвержден простейшими модельными оценками.

Работа В.Е. Панчука поддержана грантом Правительства Российской Федерации № 14.W03.31.0017, работа Ключковой В.Г. — Программой фундаментальных исследований РАН 12 «Вопросы происхождения и эволюции Вселенной», работа Юшкина М.В. — проектом РФФИ 19-07-01176.

## Список литературы

1. V. E. Panchuk, G. A. Chuntunov, and I. D. Naidenov, *Astron. Bull.*, **69**, 339, 2014.
2. E. B. Gazhur, V. G. Klochkova, and V. E. Panchuk, *Sov. Astron. Lett.*, **16**, 202, 1990.
3. I. S. Bowen, *ApJ*, **116**, 1, 1952.
4. P. V. Shcheglov, *Problems of optical astronomy. M.: Nauka* (1980).
5. V. S. Rylov, *Izv. SAO*, **2**, 121, 1970.
6. V. G. Klochkova and I. M. Kopylov, *Sov. Astron.*, **30**, 146, 1986.
7. A. A. Ivanov, V. E. Panchuk, and V. S. Shergin, *SAO RAN Preprint*, **No. 155**, 1, 2001.
8. V. G. Klochkova, V. E. Panchuk, and G. A. Galasutdinov, in U. Heber and C. S. Jeffery, eds., *The atmospheres of early-type stars. Lecture Notes in Physics. Vol 401.*, 247–250 (1992).
9. V. G. Klochkova, V. E. Panchuk, and V. P. Ryadchenko, *Sov. Astron. Lett.*, **17**, 274, 1991.
10. M. V. Yushkin and V. G. Klochkova, *SAO RAN Preprint*, **No. 206**, 1, 2004.
11. D. N. Monin and V. E. Panchuk, *Astron. Lett.*, **28**, 847, 2002.
12. V. E. Panchuk, I. D. Najdenov, V. G. Klochkova, A. B. Ivanchik, S. V. Yermakov, and V. A. Murzin, *Bull. SAO*, **44**, 127, 1997.
13. V. E. Panchuk, V. G. Klochkova, M. V. Yushkin, G. V. Yakopov, and Y. B. Verich, *J. Instrument Engineering*, **60**, 53, 2017.
14. V. E. Panchuk, V. G. Klochkova, G. A. Galazutdinov, V. P. Ryadchenko, and E. L. Chentsov, *Astron. Lett.*, **19**, 431, 1993.
15. V. E. Panchuk, M. V. Yushkin, G. V. Yakopov, V. G. Klochkova, and Y. B. Verich, *J. Instrument Engineering*, **59**, 1018, 2016.
16. V. E. Panchuk, V. G. Klochkova, M. V. Yushkin, and I. D. Naydenov, *Journal of Optical Technology*, **76**, 42, 2009.
17. J. Andersen, in J. Beletic and P. Amico, eds., *Optical Detectors for Astronomy, Astrophysics and Space Science Library*, volume 228, 49 (1998).
18. V. E. Panchuk, V. G. Klochkova, and M. V. Yushkin, *Astron. Rep.*, **61**, 820, 2017.
19. V. A. Murzin, S. V. Markelov, S. V. Ardilanov, I. V. Afanasieva, et al., *Uspekhi Prikladnoi Fiziki*, **4**, 500, 2016.
20. V. G. Klochkova and I. M. Kopylov, *Astron. Rep.*, **62**, 947, 1985.

## Эффективность спектроскопических наблюдений звезд. II. Профили и смещения линий. Некоторые технические решения

Панчук В.Е.<sup>1,2</sup>, Клочкова В.Г.<sup>1</sup>, Юшкин М.В.<sup>1</sup>,  
Сачков М.Е.<sup>3</sup>, Кулагин Е.С.<sup>1</sup>, Марченко Д.В.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>*Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия*

<sup>2</sup>*Институт космических исследований РАН, Москва, Россия*

<sup>3</sup>*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

<sup>4</sup>*Северо-Кавказский федеральный университет, Ставрополь, Россия*

Рассматривается проблема экономичных измерений профилей линий и доплеровских смещений. Обсуждаются различные пути повышения эффективности спектроскопии высокого и сверхвысокого разрешения.

## Stellar spectroscopic observation efficiency. II. Spectral line profiles and Doppler shifts. Technical solutions

Panchuk V.E.<sup>1,2</sup>, Klochkova V.G.<sup>1</sup>, Yushkin M.V.<sup>1</sup>, Sachkov M.E.<sup>3</sup>,  
Kulagin E.S.<sup>1</sup>, Marchenko D.V.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>*Special Astrophysical Observatory of the RAS, Nizhny Arkhyz, Russia*

<sup>2</sup>*Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>3</sup>*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>4</sup>*North-Caucasian Federal University, Stavropol, Russia*

In this paper we discuss the problem of spectral line profile and Doppler shift measurements. We suggest ways to increase efficiency of high and ultra high resolution spectroscopy.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.022

### 1. Введение

В работе [1] на примере развития спектральной аппаратуры БТА показана решающая роль повышения спектрального разрешения и снижения шумов приемника в задачах спектроскопии звезд. В данной статье мы продолжаем эту тему, акцентируя внимание на некоторых технических решениях, как уже реализованных, так и перспективных.

## 2. Измерения профилей линий

Особенности строения атмосферы и фотосферы звезды (пятна, конвекция, пульсации, осевое вращение, магнитные поля, потеря вещества) в различной степени влияют на профили различных линий. В задачах доплеровских измерений обычно фигурирует интегральный эффект — лучевая скорость, измеренная от полусферы звезды по большому числу линий. Чтобы оценить ограничения на формальную доплеровскую точность, вносимые физикой атмосферы, необходимо иметь информацию о профилях спектральных линий. Поэтому начнем с оценки точности измерения профилей, сохраняя обозначения предыдущей работы [1].

У звезд солнечного типа асимметрия профилей наблюдается только при сверхвысоком разрешении,  $R > 10^5$ . Наблюдения со сверхвысоким разрешением технически сложны (на больших телескопах обострится проблема широкощельности, а на малых телескопах недостает света), поэтому вначале отметим ряд аргументирующих (т.е., принципиально невыполнимых при  $R < 10^5$ ) астрофизических задач.

*Конвекция* [2]. Асимметрия первого порядка (относительное смещение бисекторов, определенных по ядру и по крыльям линии), может быть оценена с ошибкой  $(\Delta\lambda/N)^{1/2}$ , при условии, что аппаратная функция спектрографа проецируется более чем на два пикселя, т.е.,  $p < 2\delta\lambda$ . Если для измерения асимметрии, (критичной для тестирования конвективных моделей), при  $R = 10000$  требуется получить  $S/N = 250$ , то при  $R = 200000$  достаточно  $S/N = 150$  [3]. Подчеркнем, что именно асимметрия профилей (тем более, переменная во времени асимметрия) накладывает физические ограничения на точность доплеровских измерений.

*Изотопы*. В области сверхвысокого разрешения открывается возможность исследования вклада различных ядерных процессов в наблюдаемые концентрации тяжелых элементов. Например, в задаче определения соотношения изотопов бария [4] по профилю линии Ba II  $\lambda = 4554.0 \text{ \AA}$  было показано, что точность определения соотношения изотопов в 5% можно получить при отношении «сигнал/шум»  $S/N = 460$  для  $R = 100000$ , и при  $S/N = 250$  для  $R = 200000$  (ради чего и был реконструирован спектрограф CES ESO [5]). Таким образом, при двукратном увеличении  $R$  время экспозиции можно было уменьшить в 3.4 раза (в конкретной задаче определения отношения ядер бария, синтезированных в  $r$ - и  $s$ - процессах).

*Межзвездная среда*. Доплеровская ширина линий МЗС определяется не температурой среды, а относительными движениями отдель-

ных фрагментов облака. При наблюдениях со сверхвысоким разрешением линии разделяются на компоненты, формирующиеся в отдельных фрагментах межзвездного облака. Выявлены вариации профилей линий МЗС во времени [6].

*Околосветные оболочки.* В результате многолетнего спектроскопического мониторинга ( $R = 70000$ ) впервые обнаружены вариации в контурах околосветных компонентов ряда спектральных линий [7]. Увеличение спектрального разрешения до  $R \approx 200000$  позволит выявить новые структуры в оболочках и повысит временное разрешение при мониторинге процессов потери вещества.

*Осевое вращение.* При исследовании дифференциального вращения необходимо определить угол наклона оси к лучу зрения [8, 9], наблюдая профили различных линий с высокой точностью. При наблюдениях холодных звезд это потребует  $R > 10^5$ .

### 3. Измерения доплеровских смещений

Обратимся к оценкам точности измерения лучевой скорости. Пока  $p > 2\Delta\lambda$ , для недооцененных линий ошибка измерения положения линии  $\sigma_{RV}$  порядка полуширины,  $\Delta\lambda$ . Для переоцененных спектров, когда  $\delta\lambda \ll \Delta\lambda$ , ошибка  $\sigma_{RV} \approx (\Delta L)^{1/2} N^{-1/2} Q^{-1}$ , т.е., как и для измерения полуширины. Подставляя  $Q \approx r\Delta\lambda/\delta\lambda$ , получим  $\sigma_{RV} \approx (\Delta\lambda)^{3/2} N^{-1/2} (r\Delta\lambda)^{-1}$ , для одной линии. Для  $q$  неблендированных линий ошибка уменьшится в  $(q)^{-1/2}$  раз. В рамках приемника определенных размеров, для увеличения числа одновременно регистрируемых линий, спектральный диапазон можно увеличить, понижая спектральное разрешение в  $p^{-1/2}$  раз, (или в  $(\delta\lambda)^{-1/2}$  раз, если приемник согласован со спектрографом). Однако уменьшение спектрального разрешения (увеличение  $p$ ) не компенсирует зависимость  $(\delta\lambda)^{3/2}$  в ошибке доплеровских измерений, поэтому снижение спектрального разрешения ради увеличения числа измеряемых линий не является самым экономичным вариантом.

Краткий обзор доплеровских методов и основных инструментальных ошибок можно найти в [10]. Здесь отметим только, что даже в рамках одного направления (например, спектроскопия звезд с экзопланетами), идея создания универсального спектрографа высокого разрешения представляется несостоятельной. Только специализированные инструменты могут реализовать весь набор известных сегодня методов повышения эффективности спектроскопии звезд.

#### 4. Некоторые проекты

Кратко остановимся на возможностях практической реализации перечисленных соображений по повышению эффективности спектроскопии звезд на отечественных телескопах (см. также [11]).

Для телескопов метрового класса нами разработан оптоволоконный спектрограф-поляриметр ( $R = 45000$ ) [12]. Изготовлены все оптические элементы, система управления испытана на 1-метровом телескопе САО [13].

Для телескопов двухметрового класса мы рассматриваем проект компактного спектрографа наземного ультрафиолета. В диапазоне 300 – 400 нм применение оптических волокон приводит к ощутимым потерям, поэтому спектрограф высокого разрешения необходимо размещать непосредственно на телескопе (см., например, [14]). Техническое решение подвешенного спектрографа фокуса Кассегрена опирается на разработку длинноволнового спектрографа UVES [15] орбитальной обсерватории «Спектр-УФ». Проблема широкощельности (второстепенная для орбитальных спектрографов) решается путем сокращения одновременно регистрируемого диапазона (до  $\approx 300 - 420$  нм) и применения уникального резателя изображений (каждый порядок повторяется на изображении эшелле-спектра многократно). Идея построения спектрографа высокого разрешения ( $R \approx 10^5$ ), регистрирующего весь наземный оптический диапазон, стала реализуемой только после разработки крупноформатных матриц ПЗС. Повышение квантовой эффективности приемника в одном из поддиапазонов приводит к появлению интерференционных эффектов в другом поддиапазоне (рис. 1).

Поэтому «синяя» (коротковолновая) и «красная» (длинноволновая) ветви эшелле спектрографа должны быть оснащены приемниками разного типа и разного формата. Линзовые объективы ветвей ахроматизированы в используемом поддиапазоне, такое разделение сохраняется и для просветляющих покрытий. Заметим, что в оптическом диапазоне 390 – 1000 нм протяженность порядка эшелле-спектра изменяется в 2.5 раза, и в наблюдениях на спектрографе НЭС [16] прямоугольную матрицу форматом  $4608 \times 2048$  пикселей желательно разворачивать на  $90^\circ$  (в коротковолновом поддиапазоне короткой стороной вдоль порядка, в длинноволновом — длинной стороной вдоль порядка). При разделении спектрографа на две ветви, можно оптимизировать параметры решеток эшелле под каждую из ветвей, а также оптимально подобрать параметры разделителей эшелле-порядков. Голографические решетки с объемным фазированием не предполагают

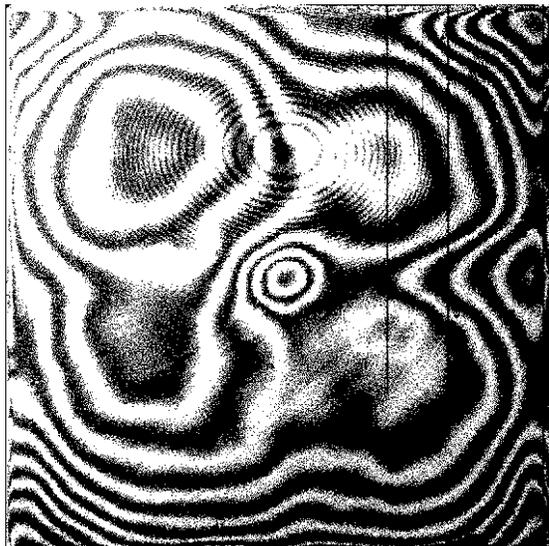


Рис. 1: Интерференция в подложке матрицы ПЗС, оптимизированной для работы в коротковолновом диапазоне. Засветка от источника «плоского поля».

изменения угла падения, так что число функций управления спектрографом может быть минимальным (блоки анализаторов, деккеры, компенсатор вращения поля). На рис. 2 приведена возможная схема расположения элементов широкодиапазонного спектрографа фокуса Нэсмита для телескопа диаметром 2.5 – 3 м. Из габаритных соображений платформы телескопа, схема белого зрачка дополнена ломающими зеркалами (поз. 7 и 15).

При дальнейшем увеличении диаметра телескопа, в задаче увеличения эффективности спектроскопии звезд на первый план выходит проблема широкощельности. Стоимость спектрографа становится пропорциональной диаметру коллимированного пучка в третьей степени. Следует также иметь в виду, что не все, что можно рассчитать и нарисовать, можно изготовить на конкретных мощностях в разумные сроки. Для БТА разрабатывается эшелле спектрограф первичного фокуса ( $R = 30000$  и  $20000$ , в спектроскопической и спектрополяриметрической модах, соответственно), с оригинальным решением узла скрещенной дисперсии [17]. Все оптические элементы изготовлены, макет прибора испытан в лаборатории астроспектроскопии.

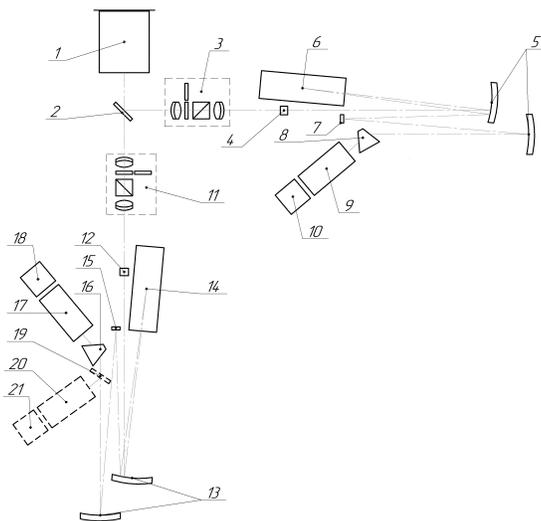


Рис. 2: Схема расположения оптических элементов широкодиапазонного спектрографа фокуса Нэсмита ( $R = 150000$ , аванпроект). Обозначения: 1 — компенсатор вращения поля, 2 — светоделитель, 3 — анализатор поляризации диапазона 390 — 550 нм, 4 — блок деккеров диапазона 390 — 550 нм, 5 — зеркала коллиматора диапазона 390 — 550 нм, 6 — эшелле решетка диапазона 390 — 550 нм, 7 — ломающее зеркало диапазона 390 — 550 нм, 8 — гризма с решеткой объемного фазирования диапазона 390 — 550 нм, 9 — камера диапазона 390 — 550 нм, 10 — приемник диапазона 390 — 550 нм, 11 — анализатор поляризации диапазона 500 — 1550 нм, 12 — блок деккеров диапазона 500 — 1550 нм, 13 — зеркала коллиматора диапазона 500 — 1550 нм, 14 — эшелле решетка диапазона 500 — 1550 нм, 15 — ломающее зеркало диапазона 500 — 1550 нм, 16 — гризма с решеткой объемного фазирования диапазона 500 — 890 нм, 17 — камера диапазона 500 — 890 нм, 18 — приемник диапазона 500 — 890 нм, 19 — решетка скрещенной дисперсии 1000 — 1550 нм, 20 — камера диапазона 1000 — 1550 нм, 21 — приемник диапазона 1000 — 1550 нм.

Рубеж  $R = 100000$  предполагается достичь на спектрографе НЭС (подробнее см. в [16]). Кроме того, будет реконструировано управление анализатором линейной и круговой поляризации [18]. Экономичные наблюдения со сверхвысоким спектральным разрешением воз-

можно только при смене основного спектрального элемента: вместо решетки эшелле следует применять более светосильный спектральный прибор — интерферометр Фабри-Перо (ИФП). Первые шаги в этом направлении уже сделаны [19, 20, 21].

Работа В.Е.Панчука поддержана грантом Правительства Российской Федерации № 14.W03.31.0017, работа Ключковой В.Г. — Программой фундаментальных исследований РАН 12 «Вопросы происхождения и эволюции Вселенной», работа Юшкина М.В. — проектом РФФИ 19-07-01176.

## Список литературы

1. V. E. Panchuk, V. G. Klochkova, M. V. Yushkin, M. E. Sachkov, and D. V. Marchenko, *INASAN Proceedings*, **4**, 122, 2019.
2. D. Dravins, *A&A*, **492**, 199, 2008.
3. D. Dravins, *A&A*, **172**, 200, 1987.
4. P. Magain, *A&A*, **297**, 686, 1995.
5. Piskunov N. et al., *User requirements and technical specifications for the VLC of the CES. ESO*, **12**, 1997.
6. I. A. Crawford, *Ap&SS*, **285**, 661, 2003.
7. V. G. Klochkova, *Astron. Bull.*, **69**, 279, 2014.
8. T. R. Stoeckley, *MNRAS*, **140**, 121, 1968.
9. M. Ruuzalepp, *Publ. Tartu astrofiz. observ.*, **48**, 81, 1981.
10. V. E. Panchuk, V. G. Klochkova, M. E. Sachkov, and M. V. Yushkin, *Solar System Research*, **49**, 420, 2015.
11. V. Panchuk, M. Sachkov, and V. Klochkova, in *Proc. SPIE, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 10702, 107022R (2018).
12. V. E. Panchuk, M. V. Yushkin, V. G. Klochkova, G. V. Yakopov, and Y. B. Verich, *Astron. Bull.*, **70**, 226, 2015.
13. H. E. Soghoyan, G. V. Yakopov, Y. B. Verich, E. V. Emelianov, M. V. Yushkin, and V. E. Panchuk, in Y. Y. Balega, D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin, eds., *Stars: From Collapse to Collapse, ASP Conf. Ser.*, volume 510, 554 (2017).
14. V. E. Panchuk, V. G. Klochkova, M. V. Yushkin, and M. V. Yakopov, *Astron. Bull.*, **64**, 392, 2009.
15. M. Sachkov, V. Panchuk, M. Yushkin, and T. Fatkhullin, in *Proc. SPIE, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 9905, 990537 (2016).
16. V. E. Panchuk, V. G. Klochkova, and M. V. Yushkin, *Astron. Rep.*, **61**, 820, 2017.

17. V. Panchuk, M. Yushkin, V. Klochkova, and M. Sachkov, in *Proc. SPIE, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 9908, 99086Y (2016).
18. I. D. Naidenov, V. E. Panchuk, and M. V. Yushkin, *Astron. Bull.*, **62**, 296, 2007.
19. E. S. Kulagin and V. E. Panchuk, in Y. Y. Balega, D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin, eds., *Stars: From Collapse to Collapse, ASP Conf. Ser.*, volume 510, 556 (2017).
20. V. E. Panchuk, Y. B. Verich, V. G. Klochkova, M. E. Sachkov, E. G. Sendzikas, M. V. Yushkin, G. V. Yakopov, and E. S. Kulagin, in Y. Y. Balega, D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin, eds., *Stars: From Collapse to Collapse, ASP Conf. Ser.*, volume 510, 566 (2017).
21. V. E. Panchuk, V. G. Klochkova, D. V. Marchenko, E. G. Sendzikas, and M. V. Yushkin, *Izv. vuzov. Priborostroenie*, **60**, 753, 2017.

## **Оптимизация оптической схемы БКП для реализации научных задач проекта «Спектр-УФ»**

Сичевский С.Г., Сачков М.Е., Шмагин В.Е.,  
Иосипенко С.В., Архангельский Р.Н., Шустов Б.М.,  
Шугаров А.С., Шостак С.В.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Основная задача космического комплекса «Спектр-УФ» — проведение наблюдений космических объектов в УФ-диапазоне (115–310 нм). В рамках реализации космическим комплексом программы научных исследований блок камер поля (БКП) предназначен для получения изображений с дифракционным качеством. В данной работе кратко описана конструкция БКП и его оптическая система.

## **Optical optimization of the FCU design in accordance with scientific objectives of “Spektr-UF” mission**

Sichevsky S.G., Sachkov M.E., Shmagin V.E., Iosipenko S.V.,  
Arkhangelsky R.N., Shustov B.M., Shugarov A.S., Shostak S.V.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

The main goal of the space observatory WSO-UV (“Spektr-UF”) is to perform observations of space objects in the UV band (115–310 nm). As far as the implementation of the scientific program by the space complex is concerned, a field camera unit (FCU) is intended to obtain images of a diffraction quality. In this paper, we briefly describe an FCU design and its optical system.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.023

### **1. Введение**

БКП является научной аппаратурой и входит в состав комплекса научной аппаратуры (КНА) космического комплекса (КК) «Спектр-УФ», который известен как в российском, так и в мировом астрономическом сообществе также под названием «Всемирная космическая обсерватория-ультрафиолет» (WSO-UV). Целью проекта «Спектр-УФ» является создание космической обсерватории, предназначенной для проведения наблюдений в вакуумном и ближнем УФ диапазонах элек-

тромагнитного спектра (110–310 нм). Развитие проекта и его основные характеристики описаны в [1, 2, 3, 4, 5].

Научная программа КК «Спектр-УФ» состоит из базовой программы наблюдений, гарантированного времени участников проекта и программы, сформированной на конкурсной основе из заявок астрономического сообщества, и нацелена на решение ключевых научных задач проекта:

- образование галактик: распределение диффузной барионной материи во Вселенной и ее химическая эволюция;
- строение и эволюция Галактики;
- физика аккреции и истечения: астрономические механизмы;
- атмосферы экзопланет и астрохимия в присутствии сильного УФ-излучения.

Научная программа проекта «Спектр-УФ» подробно обсуждается в [6].

## 2. Блок камер поля

В составе КНА БКП предназначен для получения высококачественных снимков космических объектов в УФ-диапазоне с использованием различных светофильтров, а также для получения снимков в режиме полевой спектроскопии низкого разрешения. В предыдущем варианте исполнения КНА в него входил БКП под названием ISSIS (Imaging and Slitless Spectroscopy Instrument). Ответственной стороной за разработку и создание ISSIS была Испания [7]. Однако от продолжения работ над дорогостоящим проектом ISSIS пришлось отказаться, и была поставлена задача создания нового варианта БКП, опираясь на полученный опыт и задел. Такая задача была решена, и в этой статье дано краткое описание текущего исполнения БКП.

БКП представляет собой совокупность двух изделий: комплекта блоков электроники (БЭКП) и оптико-механического блока (ОМБ), которые не соединяются между собой сборочными операциями и предназначены для установки на телескоп Т-170М, непосредственно входящего в КНА. ОМБ непосредственно размещается в инструментальном отсеке (ИО) телескопа Т-170М, а БЭКП — на его приборных панелях внешнего расположения (ППВР). Общий вид ИО телескопа Т-170М приведен на рис. 1, а на рис. 2 — общий вид ОМБ.

Функционально БКП имеет два канала: БУФ и ВУФ. Канал ВУФ оснащен МКП-приемником, чувствительным в диапазоне 115–176 нм.

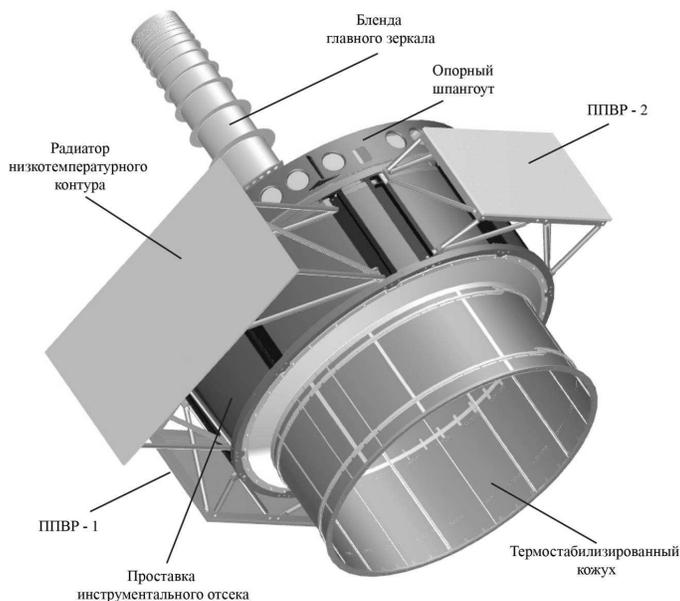


Рис. 1: Инструментальный отсек телескопа Т-170М в сопряжении с узлом главного зеркала.

Канал БУФ оснащен ПЗС-приемником, чувствительным к диапазону 174–305 нм (с потенциальной границей до 1000 нм).

Канал БУФ расположен перед главным фокусом телескопа в центре поля зрения. Для выбора спектрального диапазона используется фильтр в форме плоскопараллельной пластины, расположенный между плоским зеркалом и фотоприемником. Для выбора нужного фильтра используются три колеса фильтров. Принципиальная схема хода лучей в канале БУФ показана на рис. 3. Основные характеристики оптимизированной оптической схемы канала БУФ приведены в табл. 1.

Канал ВУФ предназначен для получения изображений астрономических объектов в диапазоне длин волн от 115 до 176 нм. Канал расположен перед главным фокусом телескопа Т-170М вблизи края его поля зрения. Для коррекции хроматизма входного окна детектора и выбора спектрального диапазона используется фильтр в форме

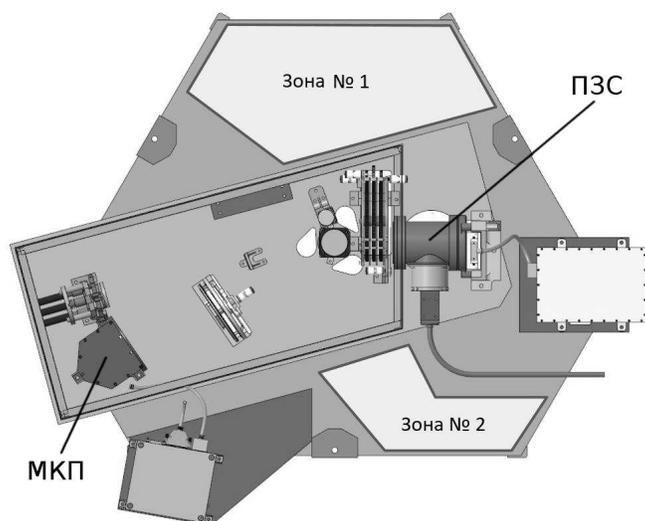


Рис. 2: Общий вид ОМБ с указанием доступных зон для размещения дополнительной аппаратуры.

линзы–мениска, расположенный между асферическим зеркалом и фотоприемником. Для выбора нужного фильтра используется механизм в виде колеса. Принципиальная схема хода оптических лучей в канале ВУФ показана на рис. 4. Основные характеристики оптимизированной оптической схемы канала ВУФ приведены в табл. 2.

### 3. Заключение

В работе приведено описание базовой конструкции БКП и его оптической схемы. БКП планируется к изготовлению в России с участием

Таблица 1: Основные характеристики оптической схемы канала ВУФ.

Величина	Значение
Полное поле зрения	$0.1294^\circ = 465.9''$
Масштаб изображения	0.146
Спектральный диапазон	185–810 нм

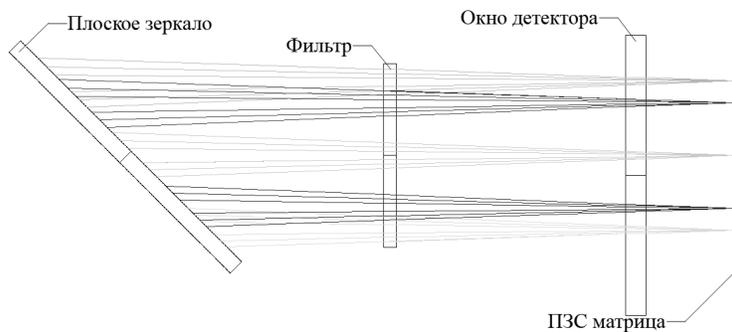


Рис. 3: Схема канала БУФ.

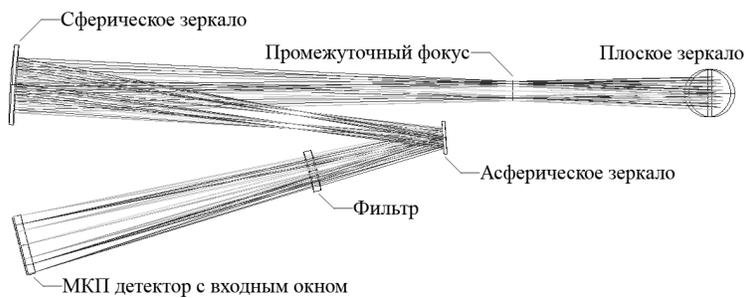


Рис. 4: Схема канала ВУФ.

Испания в части поставки ФПУ для ВУФ. канала. БКП будет иметь высокую чувствительность и большое поле зрения в БУФ, при этом остается возможность работать не только в УФ, но и в оптическом и ближнем ИК диапазонах (до 1000 нм).

Таблица 2: Основные характеристики оптической схемы канала ВУФ.

Величина	Значение
Полное поле зрения	$0.0439^\circ = 157.96''$
Масштаб изображения	$0.047''$
Эффективное фокусное расстояние	52232.9 мм
Спектральный диапазон	115–190 нм
Спектральное разрешение	124–2088

### Список литературы

1. B. Shustov, M. Sachkov, A. I. Gómez de Castro, K. Werner, N. Kappelmann, and A. Moishev, *Ap&SS*, **335**, 273, 2011.
2. B. Shustov, A. I. Gómez de Castro, M. Sachkov, A. Moishev, et al., *Ap&SS*, **354**, 155, 2014.
3. M. Sachkov, B. Shustov, I. Savanov, and A. I. Gómez de Castro, *Astronomische Nachrichten*, **335**, 46, 2014.
4. M. Sachkov, B. Shustov, and A. I. Gómez de Castro, in *Space Telescopes and Instrumentation 2016: Ultraviolet to Gamma Ray, Proc. SPIE*, volume 9905, 990504 (2016).
5. B. Shustov, A. I. Gómez de Castro, M. Sachkov, J. C. Vallejo, et al., *ArXiv e-prints*, 2018.
6. A. A. Boyarchuk, B. M. Shustov, I. S. Savanov, M. E. Sachkov, et al., *Astron. Rep.*, **60**, 1, 2016.
7. A. I. Gómez de Castro, P. Sestito, N. Sánchez, F. López-Martínez, et al., *Advances in Space Research*, **53**, 996, 2014.

## Концепция малого космического аппарата для наблюдений в УФ-диапазоне

Сичевский С.Г., Иосипенко С.В., Шмагин В.Е.,  
Сачков М.Е., Шостак С.В.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

В статье предложена концепция малого космического аппарата в формате 3U для проведения наблюдений в УФ-диапазоне с помощью трехзеркальной камеры с полем зрения не менее  $5^\circ$ . Основная задача научной программы такого аппарата — это наблюдение ярких объектов и областей, которые были недоступны космическому аппарату GALEX.

### A concept of a CubeSat for UV observations

Sichevsky S.G., Iosipenko S.V., Shmagin V.E., Sachkov M.E., Shostak S.V.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

A concept of a CubeSat of a 3U size to perform observations in the UV band is suggested. The spacecraft will be equipped with a three-mirror camera with a field of view of no less than  $5^\circ$ . A primary task for a scientific program of this observatory is to observe bright objects and regions that have not been accessible with GALEX.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.024

### 1. Введение

Год от года увеличивается количество запусков малых космических аппаратов (МКА) массой менее 200 кг. Только в 2018 г. было запущено почти 300 таких аппаратов, что составило более 60% от всего числа выведенных космических аппаратов. Созданием МКА занимаются как коммерческие, так и государственные организации разных стран для решения все более широкого круга прикладных задач: коммуникация (в том числе М2М), дистанционное зондирование, отработка технологий, научные исследования и др.

В России наибольшее распространение МКА получили со стороны образовательных программ, так только 5 июля 2019 г. с космодрома «Восточный» была запущена ракета-носитель «Союз 2.1б», которая вывела на орбиту космические аппараты, в том числе попутной нагрузкой — МКА «Сократ», разработанный в МГУ, МКА

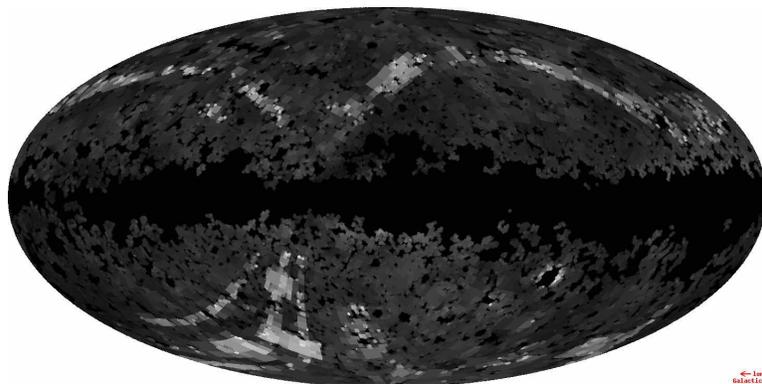


Рис. 1: Покрытие неба наблюдениями GALEX (система координат — галактическая).

«Амурсат», разработанный в Амурском государственном университете совместно с МГУ и МКА «ВДНХ-80», также разработанный в МГУ вместе с АО «ВДНХ». Указанные МКА выполнены в формате 3U CubeSat. Создание МКА для решения научных задач в нашей стране пока не получила значимого развития, в то же время данный путь в сторону решения отдельных научных задач с помощью относительно недорогих МКА выглядит последовательным и логичным.

В данной статье рассмотрена возможность решения научной астрономической задачи с помощью МКА и предложена концепция такого аппарата.

## 2. Научная программа

Обзор GALEX<sup>1</sup> является современным масштабным обзором в ультрафиолетовом диапазоне. В нем представлены результаты наблюдений примерно 65 млн. объектов в двух полосах — в ближнем (NUV  $\sim 154$  нм) и дальнем (FUV  $\sim 232$  нм) ультрафиолетовом диапазоне. Наблюдения получены в ходе работы космической миссии GALEX в период с 2003 по 2012 гг., а точность калибровки фотометрии NUV и FUV —  $0^m.03$  и  $0^m.05$ , соответственно [1].

<sup>1</sup>[www.galex.caltech.edu](http://www.galex.caltech.edu)

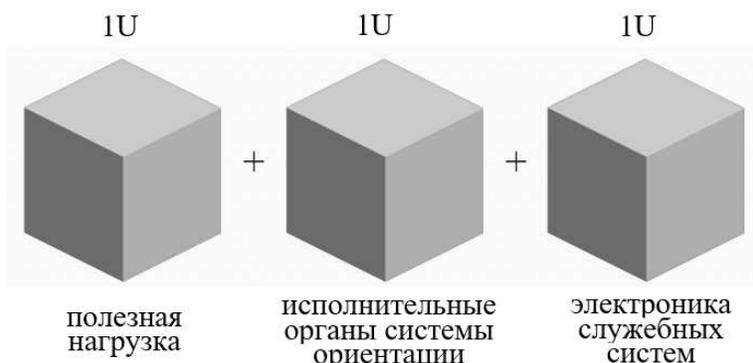


Рис. 2: Распределение объема между системами.

Область неба, охваченная наблюдениями GALEX, показана на рис. 1, на котором видно, что при наблюдениях исключались яркие объекты и область галактической плоскости. Связано это было с особенностью работы МКП-приемника излучения, которым был укомплектован космический аппарат GALEX. Таким образом, наблюдения ярких объектов и областей, недоступных в рамках обзора GALEX, являются актуальной научной задачей, которая должна быть решена в рамках планируемой научной программы рассматриваемого МКА.

### 3. Конструкция

Среди запущенных спутников стандарта CubeSat наиболее распространены МКА, выполненные в форм-факторе 3U. Этот выбор обуславливается извечным соотношением «цена-качество». МКА в форм-факторе 3U позволяют, с одной стороны, создать полноценный космический аппарат, способный построить трехосную ориентацию, с другой стороны, стоимость его создания доступна как для многих научных и образовательных институтов, так и коммерческих стартапов.

Следуя опыту международного сообщества формат 3U CubeSat был выбран за основной вариант. При этом распределение внутреннего пространства МКА между системами произведено согласно рис. 2.

Таблица 1: Основные характеристики.

Характеристика	Значение
Габариты, мм	$10 \times 10 \times 300$
Масса, кг	$< 10$
Форм-фактор	CubeSat 3U
Средний энергоприход, Вт	8
Емкость аккумуляторных батарей, Ач	10
Скорость передачи информации, бит/с	9600
Точность ориентации, угл. минуты	$< 8$
Точность стабилизации, угл. секунды	$\sim 20$

Анализ статей разработчиков МКА формата CubeSat и комплектующих таких спутников<sup>2</sup> для свободной продажи, позволяет сделать вывод о возможности реализации служебных систем в выделенных объемах. При этом 1U остается под научную полезную нагрузку, а ожидаемые основные характеристики МКА приведены в табл. 1.

#### 4. Полезная нагрузка

В качестве полезной нагрузки на МКА предполагается использовать камеру ультрафиолетового диапазона. Ключевыми требованиями к разрабатываемой камере являются:

- Габариты — не более  $90 \times 90 \times 90$  мм (формат CubeSat 1U).
- Ультрафиолетовый диапазон работы — 100–300 нм).
- Поле зрения — не менее  $5^\circ$ .

В диапазоне вакуумного ультрафиолета выбор оптических материалов крайне ограничен, а их дисперсия значительно выше, чем в оптическом диапазоне. Эти факторы затрудняют создание широкополосной линзовой оптики. По этой причине, оптическая схема представляет собой внеосевой зеркальный триплет с одним гиперболическим вогнутым зеркалом и двумя сферическими (см. рис. 3).

В качестве фотоприемника предполагается использовать КМОП сенсор Grixel GSENSE2020BSI, обладающий высоким значением квантовой эффективности, в том числе в ультрафиолетовом диапазоне.

<sup>2</sup>[www.cubesatshop.com](http://www.cubesatshop.com)

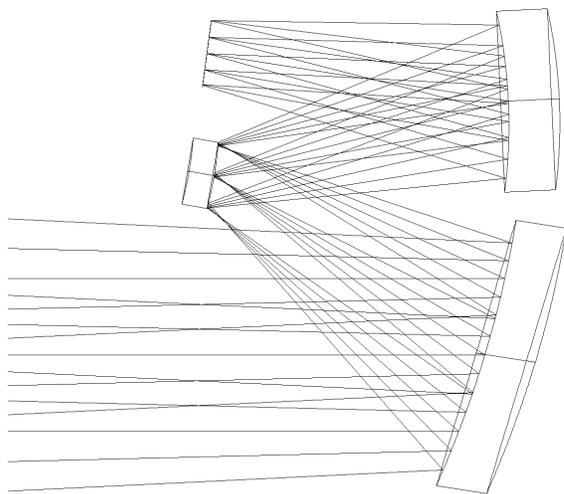


Рис. 3: Ход лучей в камере.

Оптимизация оптической схемы происходила с учетом размеров детектора и пикселя, а также требований к камере. В результате получены следующие характеристики:

- Поле зрения — квадрат со стороной  $5.5^\circ$ ;
- Апертура — 30 мм;
- Фокусное расстояние — 124 мм;
- Относительное отверстие —  $f/4.1$ ;
- Масштаб изображения —  $10.8''/\text{пиксель}$ ;
- Концентрация энергии в пикселе — 35–60%;

Для удешевления производства третье зеркало может быть заменено на стандартное сферическое, например Thorlabs SM254-050-F01. В данный момент предполагается, что единственный фильтр будет размещен в непосредственной близости от детектора, и в зависимости от задачи, может быть мозаичным.

## 5. Заключение

В работе показана концепция МКА в форм-факторе ЗУ для проведения наблюдений в УФ-диапазоне. В качестве полезной нагрузки на МКА предполагается использовать трехзеркальную камеру с полем зрения  $\sim 5^\circ$  и масштабом  $\sim 11''/\text{пиксель}$ . По причине малых габаритов МКА, пока в камере не предусмотрены затвор, сменные фильтры, механизм фокусировки и другие механизмы, необходимость и техническая реализуемость которых будет исследована на следующих этапах работы. В случае необходимости, качество изображения может быть улучшено путем замены одного или двух сферических зеркал на асферические.

## Список литературы

1. P. Morrissey, T. Conrow, T. A. Barlow, T. Small, et al., *ApJS*, **173**, 682, 2007.

## **Моделирование совместной работы космической системы СОДА и наземного телескопа GWAC для обнаружения опасных астероидов декаметрового размера**

Щугаров А.С.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Метеороиды декаметрового размера могут быть достаточно опасными и должны быть включены в программу массового обнаружения потенциально опасных объектов. Космический проект СОДА предназначен для массового обнаружения декаметровых тел, движущихся со стороны Солнца. Наземный мультиапертурный телескоп GWAC проекта SVOM имеет потенциал для поиска объектов на ночном небе. В работе проведено моделирование общей зоны видимости проектов СОДА и GWAC и показано, что при одновременной работе обеспечивается обнаружение декаметровых астероидов, летящих с любых направлений, не менее чем за несколько часов до возможного столкновения с Землей.

## **Simulation of the joint operation of the space system SODA and the ground-based telescope GWAC to detect dangerous asteroids of decameter size**

Shugarov A.S.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Meteoroids of decameter sizes are considerably dangerous and they should be included in the coming programs of massive detection of potentially hazardous bodies. The project of space system SODA is design for exhaustive detection of decameter bodies coming from the Sun direction. The GWAC ground-based multi-aperture telescope of SVOM mission has potential to search for objects on the night sky. We present the results of simulation of visibility zone of the SODA and GWAC projects and shows that the simultaneous operation provides detection of decameter asteroids flying from any direction, at least a few hours before a possible collision with the Earth.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.025

### **1. Введение**

Метеороид, взорвавшийся над Челябинском 15 февраля 2013 г., показал, что даже относительно мелкое тело (17 м) при падении в насе-

ленных районах Земли способно привести к заметным разрушениям, ущерб от более крупных тел может быть катастрофическим. Метеороиды декаметрового размера могут быть достаточно опасными и они должны быть включены в программу массового обнаружения потенциально опасных объектов [1]. Количество потенциально опасных тел размером 10 м и более оценивается в  $10^8$  штук, а частота их столкновений с Землей составляет примерно одно событие в 5–10 лет, более мелкие тела падают ежегодно [2].

Для обнаружения опасных небесных тел (ОНТ) как на ночной, так и на дневной полусфере, необходимо одновременно задействовать телескопы как наземного, так и космического базирования. С помощью наземных телескопов невозможно обеспечить необходимую полноту обнаружения тел, движущихся со стороны Солнца. Данная область также трудно доступна для космических аппаратов (КА) на околоземной орбите из-за фоновой засветки и неоптимального фазового угла. Для создания эффективной системы обнаружения к наземным телескопам должны быть добавлены телескопы космического базирования, удаленные от Земли на большое расстояние.

Проект СОДА (Система обнаружения дневных астероидов) [3] предназначен для массового и оперативного обнаружения ОНТ размером более 10 м, летящих к Земле со стороны Солнца. Основным элементом системы являются один или два КА, размещенных в окрестности точки либрации L1 в системе Солнце-Земля (рис. 1). Полезная нагрузка — широкоугольные телескопы с апертурой 30 см и полем зрения  $3^\circ$ . Для перенацеливания телескопов перед каждым из них будет установлено полноапертурное подвижное зеркало. При типовой экспозиции 4 с дальность обнаружения 10 м тел составит до 2 млн. км. Проект СОДА позволит обнаруживать ОНТ примерно за сутки до их возможного столкновения с Землей, за 10 ч до падения точность определения точки входа в атмосферу Земли составит 100 км, за 4 ч до столкновения — 10 км [4].

Эффективность проекта СОДА на ночном небе сильно ограничена, во-первых, из-за принципиальной недоступности для наблюдений из точки SEL1 области вблизи яркого диска Земли и Луны, во вторых, из-за увеличения расстояния между КА и областью наблюдения. Наземный мультиапертурный телескоп GWAC (Ground-based wide-angle camera array) китайско-французской космической миссии SVOM (Space Variable Objects Monitor) [5] по обнаружению гамма-всплесков (GRB) состоит из 36 широкоугольных телескопов с апертурой 18 см каждый, общее поле зрения составляет 5000 кв. градусов

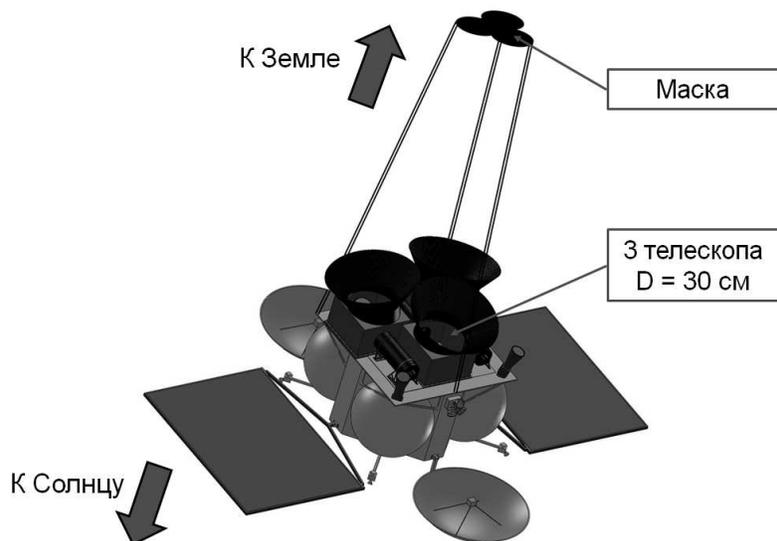


Рис. 1: Концепция КА СОДА с тремя телескопами апертурой 30 см



Рис. 2: Мультиапертурный телескоп GWAC в обсерватории Xinglong (Китай), установлено 16 телескопов на четырех монтировках

(см. табл. 1). Помимо мониторинга GRB GWAC имеет потенциал для поиска объектов в ближнем космосе на ночном небе.

В настоящий момент в обсерватории Xinglong (Китай) ведутся пуско-наладочные работы первой очереди телескопа GWAC (рис. 2),

Таблица 1: Основные характеристики мультиапертурного телескопа GWAC.

Параметр	Значение
Апертура, мм	180
Эффективный фокус, мм	220
Спектральный диапазон, мкм	0.5–0.8
Поле зрения телескопа, градус	∅ 18
Поле зрения телескопа, мм	∅ 70
Поле зрения детектора, градус	12.8 × 12.8
Масштаб изображения, "/пиксель	11.2
Детектор	CCD203-82 BI
Формат детектора, пикселей	4096 × 4096
Время экспозиции, с	10
Время считывания, с	5
Проницающая величина, зв. вел.	16
Поле зрения 36 телескопов, кв. градусов	5000

в общей сложности установлено 16 камер на четырех монтировках. В дальнейшем планируется увеличить количество камер и переместить их в Чили и/или в западный Тибет.

## 2. Моделирование зоны видимости декаметровых тел

Для определения зоны видимости ОНТ проектов СОДА и GWAC использовались стандартные формулы [6], учитывались следующие параметры:

- 1) размер и альbedo ОНТ, фазовый угол, расстояние до Солнца и до наблюдателя;
- 2) основные характеристики телескопа и детектора;
- 3) время экспозиции и фон неба.

Результаты моделирования приведены на рис. 3. Видно, что проекты GWAC и SODA дополняют друг друга, обеспечивая обнаружение астероидов, приближающихся со всех направлений, с временем предупреждения от нескольких часов до одного дня.

GWAC обеспечивает надежное обнаружение ОНТ, приближающихся к Земле с ночной полусферы, на расстояниях 0.16–0.73 млн. км от Земли. ОНТ с типичной скоростью сближения 20 км/с преодолевает это расстояние за 2–10 часов. При 100-секундной экспозиции зона видимости ОНТ может быть незначительно увеличена для астероидов с низким собственным движением. Для ОНТ размером 30 м время предупреждения для GWAC составит до двух дней.

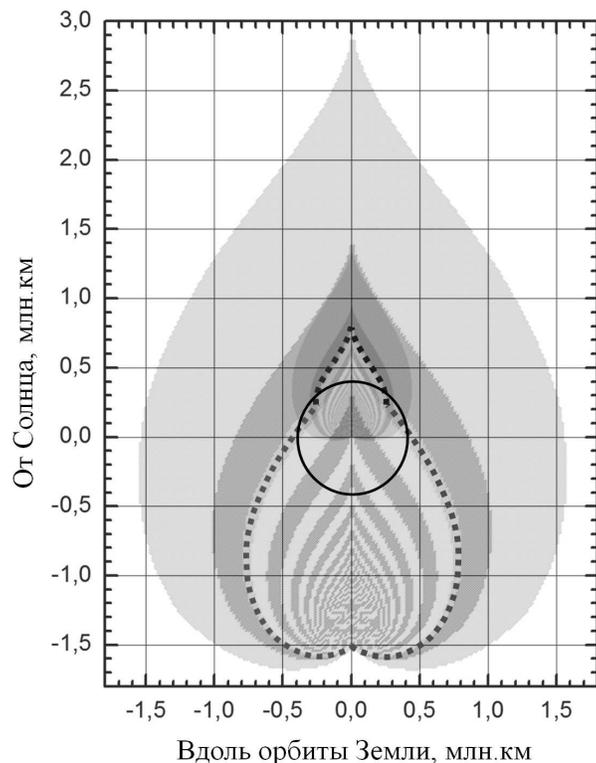


Рис. 3: Объединенная зона видимости 10 м тел для проектов СОДА (экспозиция 4 с) и GWAC (экспозиция 10 с). Соотношение S/N показано с шагом 3 единицы начиная от S/N = 3. Координаты Земли — (0,0), Солнца — (0, -150), орбита Луны показана сплошной окружностью.

Проект СОДА обеспечивает уверенное обнаружение декаметровых тел на дневной полусфере на расстояниях до 1,5 млн. км. от Земли, что соответствует времени подлета 12–24 часов.

Важным параметром системы оповещения об астероидах является вероятность обнаружения и время, необходимое для определения орбиты. Благодаря очень большому полю зрения GWAC может делать десятки снимков всего доступного неба каждый час. Телескопы проекта СОДА обеспечивают обзор конического барьера вокруг Земли в течении нескольких минут. Можно сказать, что для обоих проектов в

течение одного часа после вхождения тела в зону возможного обнаружения оно будет практически наверняка обнаружено, а также будет грубо определена его орбита. В случае, если тело будет признано опасным, оно может быть взято на сопровождение, чтобы определить его орбиту с высокой точностью и вычислить точку входа в атмосферу Земли.

### 3. Заключение

Челябинское событие изменило наши приоритеты в проблеме астероидно-кометной опасности. Появилось понимание того, что необходимо создание специальных средств для обнаружения тел декаметрового размера, приходящих как с дневного, так и с ночного неба.

В работе проведено моделирование общей зоны видимости проектов СОДА и GWAC и показано, что при одновременной работе обеспечивается обнаружение декаметровых астероидов, летящих с любых направлений, не менее чем за несколько часов до возможного столкновения с Землей.

Наличие постоянно действующей системы обеспечит наземные службы, т.к. МЧС России, своевременной информацией о космических угрозах. Результаты работы по каталогизации тел могут быть использованы для уточнения статистических моделей малых тел в Солнечной системе вблизи Земли.

### Список литературы

1. V. A. Puchkov, Editor, *Asteroidno-kometnaja opasnost': strategija protivodejstvija* (2015).
2. B. M. Shustov, S. A. Naroenkov, and E. V. Efremova, *Sol. Syst. Res.*, **51**, 38, 2017.
3. B. M. Shustov, A. S. Shugarov, S. A. Naroenkov, and M. E. Prokhorov, *Astron. Rep.*, **59**, 983, 2015.
4. S. A. Naroenkov, B. M. Shustov, and V. V. Emel'yanenko, *Cosmic Res.*, **51**, 335, 2013.
5. C. Motch, *Astronomische Nachrichten*, **338**, 978, 2017.
6. A. S. Shugarov, *Solar System Research*, **47**, 296, 2013.

## Многомодовый спектрограф фокуса Кассегрен (MMCS) телескопа Zeiss-2000 обсерватории Пик Терскол

Мусаев Ф.А.<sup>1,2</sup>, Барабанов С.И.<sup>1</sup>, Сергеев А.В.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия*

<sup>3</sup>*Терскольский филиал Института астрономии РАН, Терскол, Россия*

В статье представлено детальное описание многомодового спектрометра фокуса Кассегрен (Multi Mode Cassegrain Spectrometer (MMCS)) 2-м телескопа на пике Терскол. Спектрометр состоит из заменяемых модулей, что позволяет при необходимости переходить от одной спектральной моды к другой в течение наблюдательной ночи. На спектрометре реализованы четыре спектральные моды в видимом диапазоне длин волн: призмный вариант ( $R = 100$ ), классический вариант ( $R = 1500$ ), квазиэшелльная мода ( $R = 5000$ ), эшелле мода ( $R = 13500$ ). Для всех этих мод проникающая способность близка к теоретически предельной звездной величине с отношением сигнал/шум не менее 10. Приводятся особенности устройства спектрометра, характеристики различных мод, примеры получаемых спектров и примеры решения с его помощью некоторых астрофизических задач.

## Multi Mode Cassegrain Spectrometer of telescope Zeiss-2000 at Terskol Peak observatory

Musaev F.A.<sup>1,2</sup>, Barabanov S.I.<sup>1</sup>, Sergeev A.V.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Special Astrophysical Observatory of the RAS, Nizhny Arkhyz, Russia*

<sup>3</sup>*Terskol Branch, Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Kabardino-Balkariya, Russia*

The paper presents a detailed description of a Multi Mode Cassegrain Spectrometer (MMCS) of the 2 meter telescope at Terskol Peak. A feature of the spectrometer is its modular structure, which allows (during a single observational night) mode-to-mode switching. Four spectral modes are implemented in the optical waveband on this spectrometer: prism option ( $R = 100$ ), classic option ( $R = 1500$ ), quasi-echelle mode ( $R = 5000$ ), echelle mode ( $R = 13500$ ). In all these modes, a penetrating power is close to the theoretical limiting stellar magnitude with the signal-to-noise ratio greater than 10. We describe details of the spectrometer design, characteristics of various modes, examples of ob-

tained spectra and some astrophysical problems that can be solved with this instrument.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.026

## 1. Введение

Спектрограф ММС, установленный на 2-метровом телескопе Zeiss-2000 обсерватории Пик Терскол, предназначен для выполнения спектральных наблюдений на телескопах умеренных диаметров (от 1 до 3 м). Спектрограф позволяет получать спектры от низкого ( $R = 100$ ) до умеренного ( $R = 13500$ ) разрешения в области длин волн видимого диапазона. Регистрация спектра осуществляется на ПЗС-камеру. Конструкция спектрографа такова, что позволяет достаточно быстро переходить из одной моды наблюдений в другую, получая, таким образом, в течение одной наблюдательной ночи спектры с различным спектральным разрешением. В зависимости от научной задачи спектрограф можно трансформировать в четыре моды: призмный вариант ( $R = 100$ ), классический вариант ( $R = 1500$ ), квазиэшелльная мода ( $R = 5000$ ), эшелль мода ( $R = 13500$ ).

## 2. Обоснование технического решения

Главным астрономическим инструментом обсерватории на пике Терскол (Северный Кавказ) является оптический телескоп Zeiss-2000, изготовленный фирмой Carl Zeiss Jena. Телескоп Zeiss-2000 с диаметром главного зеркала 2 м был введен в эксплуатацию в 1995 г. Телескоп реализован по схеме Ричи-Кретьена. Фокус Кассегрена (1/8) имеет  $F = 16$  м; фокус Кудэ (1/36) имеет  $F = 72$  м.

В 1996–1997 гг. в фокусе Кудэ был установлен и введен в эксплуатацию эшелльный спектрограф МАЭСТРО. В последующие годы спектрограф был дополнен двумя мозаичными эшелль решетками, что позволило получать спектры с разрешением от  $R = 45000$  до  $R = 500000$ . Это существенно расширило круг спектральных задач, решаемых при помощи комплекса Zeiss-2000 + МАЭСТРО [1].

В связи с новыми спектральными исследованиями, в которых требовалось наблюдать более слабые объекты, делать короткие экспозиции, и не всегда требовалось такое большое разрешение, возникла необходимость в приборе, который отвечал бы требованиям этих исследований. Было принято решение о создании спектрографа, позволял бы исследовать более слабые объекты и получать спектры с более низким разрешением. Технические параметры спектрографа бы-

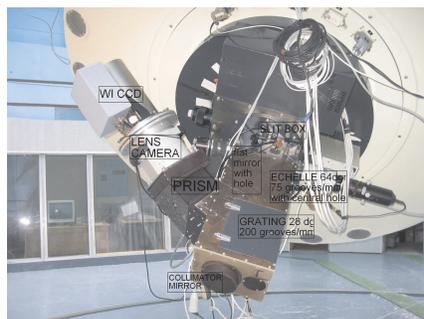


Рис. 1: Общий вид спектрографа MMCS, установленного в фокусе Кассегрена телескопа Zeiss-2000.

ли определены таким образом, что на приборе в зависимости от научной задачи и яркости объекта спектральное разрешение должно изменяться от предельно низкого до среднего. Такой прибор должен размещаться в фокусе Кассегрена и дополнять спектрограф фокуса Кудэ как по разрешающей способности, так и по проникающей силе.

Таким образом, было принято решение о создании многомодового спектрографа, в котором оптическая схема может меняться от призматической до эшелльной. Такой прибор позволяет проводить спектральные наблюдения объектов, блеск которых сопоставим с предельной проникающей способностью телескопа для каждой моды.

### 3. Конструкция спектрографа

Многомодовый вариант спектральных наблюдений определил конструктивные особенности спектрографа. Определяющим требованием к конструкции прибора был максимально гибкий и быстрый переход между вариантами спектральных наблюдений. Исходя из этого требования, выбрана блочная конструкция для спектрографа. Спектрограф состоит из следующих блоков (см. рис. 1):

блок № 1 — щелевая часть;

блок № 2 — блок основных оптических элементов (зеркала коллиматорной системы и дифракционные решетки);

блок № 3 — блок оптической камеры (объектива), спектральной призмы и светоприемника (ПЗС-камеры) (см. рис. 1).

*Блок № 1. Блок щелевой части спектрометра.* В блоке щелевой части размещены: 1) Щель спектрометра (1, рис. 2). Щель установлена таким образом, что возможно ее вращение вокруг оптической оси

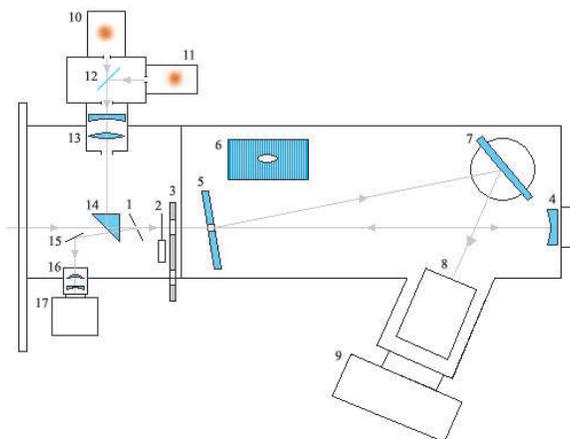


Рис. 2: Оптическая схема спектрографа ММС. Цифрами на рисунке указаны: 1 — щель, 2 — затвор, 3 — турель фильтров, 4 — коллиматорное параболическое зеркало, 5 — плоское зеркало с центральным отверстием, 6 — эшелльная решетка с центральным отверстием, 7 — столик для дифракционных решеток, 8 — оптическая камера, 9 — ПЗС приемник, 10 — ЛПК FeAr, 11 — галогенная лампа, 12 — полупрозрачное зеркало, 13 — фокусирующий блок, 14 — отклоняющая вводная призма, 15 — плоское зеркало системы подзора щели, 16 — фокусирующая оптика подзора щели, 17 — ТВ камера для дистанционного гидирования.

телескоп-спектрограф для компенсации наклона спектральных линий в эшелльной моде наблюдений. Щель спектрографа можно регулировать как по ширине, так и по высоте в зависимости от моды наблюдений и протяженности объекта. На корпусе щели размещена призма (14, рис. 2) на подвижном креплении для переброса света от калибровочных ламп в спектрограф. Призма управляется дистанционно.

2) Подзор щели (15, 16, 17, рис. 2) для поиска и гидирования объекта наблюдений. Имеется возможность как визуального поиска и гидирования, так и при помощи ТВ-камеры.

3) Оптический узел для калибровочных ламп (12, 13, рис. 2).

4) Калибровочные лампы. Для отождествления спектральных линий (привязка к длинам волн) в спектрографе используется ЛПК (лампа полого катода) FeAr (10, рис. 2). Непрерывный спектр галогенной лампы (11, рис. 2) используется для получения спектрального

плоского поля, что необходимо для учета пиксельной неоднородности ПЗС-матрицы и нормировки распределения энергии в спектральном порядке.

5) Затвор (2, рис. 2), размещенный после щели. Затвор управляется автоматически от ПЗС-матрицы, либо дистанционно от пульта.

6) Турель спектральных фильтров (3, рис. 2). Фильтры необходимы для отрезания паразитных порядков от дифракционных решеток.

*Блок № 2. Блок коллиматорных зеркал и дифракционных решеток.* В блоке размещены: 1) Зеркальная система для коллиматора, состоящая из параболического зеркала (4, рис. 2) с фокусным расстоянием 600 мм (1/8) и плоского зеркала (5, рис. 2) с диаметром 90 мм. Плоское зеркало имеет центральное отверстие и предназначено для отклонения коллимированного пучка света в сторону поворотного столика, на котором крепятся дифракционные решетки.

2) Эшелельная решетка (6, рис. 2, 3) с углом блеска  $64^\circ$  и числом штрихов 75 штр/мм. Решетка имеет центральное отверстие, через которое проходит свет от щели на зеркало коллиматора. Ввод решетки осуществляется ручным механизмом ввода/вывода. При введенном положении она стоит перед плоским зеркалом (4, рис. 2) коллиматорной системы. Эшелельная решетка установлена по квазилиттровской схеме (off-axis). Угол  $\gamma = 7^\circ$  выбран в соответствии с [2]. Дифрагированный свет направляется в сторону поворотного столика, на котором крепятся дифракционные решетки как элемент кроссдисперсии.

3) Поворотный столик (7, рис. 2), предназначенный для установки на него дифракционных решеток в случае наблюдений в эшелельной и классической моде и зеркала, при наблюдении в призмённом варианте. Свет от этого зеркала или решеток направляется в блок № 3.

*Блок № 3. Блок оптической камеры (или объектива), спектральной призмы и светоприемника (ПЗС-камеры).* Блок является стационарным, поэтому имеет два варианта сборки в зависимости от моды спектральных наблюдений. Первый вариант — «оптическая камера + ПЗС» (8, 9, рис. 2). В зависимости от моды наблюдений устанавливается камера системы Шмидта-Кассегрена с фокусным расстоянием  $F = 150$  мм или линзовый объектив с  $F = 180$  мм. Второй вариант — перед системой «оптическая камера + ПЗС» устанавливается спектральная призма. Призма изготовлена из стекла К8, угол преломления составляет  $45^\circ$ .

Кроме перечисленного у спектрографа есть электронный блок питания и управления (стационарное и дистанционное) элементами, которые используются в процессе наблюдений во всех модах. Такими

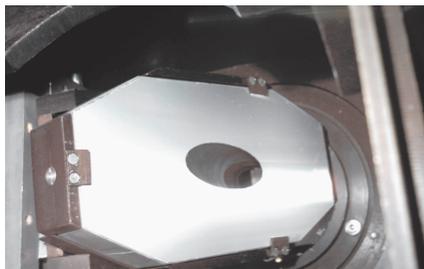


Рис. 3: Эшелельная решетка с центральным отверстием.



Рис. 4: Общий вид основных блоков спектрографа ММКС. Слева направо: целевая часть, электронный блок питания и управления, блок коллиматорных зеркал и дифракционных решеток, оптическая камера системы Шмидт-Кассегрен с  $F = 150$  мм (или линзовый объектив с  $F = 180$  мм).

элементами являются:

- 1) призма перед щелью (ввод/вывод);
- 2) затвор (открывание/закрывание);
- 3) лампа плоского поля (включение/выключение);
- 4) спектральная лампа FeAr (включение/выключение).

#### 4. Варианты спектральных наблюдений на спектрографе ММКС

Блочная схема спектрографа позволяет ему работать в различных модах, комбинируя те или иные оптические элементы. Спектрометр имеет четыре моды спектральных наблюдений. В эшелельном варианте наблюдений, где эшелельная решетка (угол блеска  $64^\circ$  и число

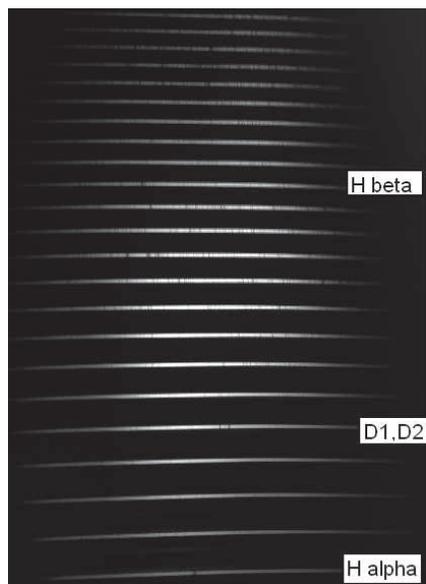


Рис. 5: На изображении эшелльный кадр спектра дневного света. Элементом кросс-дисперсии является дифракционная решетка с углом блеска  $8^\circ$ . На правой стороне указаны отдельные спектральные линии в соответствующем спектральном порядке.

штрихов 75 штр/мм) вводится в коллимированный пучок света, и дифрагированный свет направляется на поворотный столик дифракционных решеток. В качестве элемента кросс-дисперсии на столике устанавливается дифракционная решетка в зависимости от характера объекта наблюдений (точечный или протяженный). Щель спектрометра вращается до фиксированного угла (для компенсации наклона спектральных линий к спектральному порядку). Спектральное разрешение в данной моде составляет  $R = 13500$ . Примеры эшелльного кадра спектра дневного неба показаны на рис. 5.

При наблюдениях в квазиэшелльной моде ( $R = 3200$ ) используется дифракционная решетка с углом блеска  $28^\circ$  и числом штрихов 200 штр/мм изготовленная в ГОИ им. С.И. Вавилова. Решетка с такими параметрами обеспечивает регистрацию спектра в полном объеме, то есть с перекрытием спектральных порядков от  $\lambda = 3500 \text{ \AA}$  до  $\lambda = 10000 \text{ \AA}$ . В качестве элемента кросс-дисперсии используется

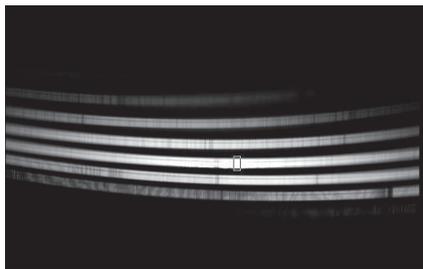


Рис. 6: Кадр спектра сумеречного неба, снятый в режиме квази-эшелле. В последнем (красном) порядке видно проявление фрингов ПЗС-матрицы.

спектральная призма с углом преломления  $45^\circ$  из стекла марки К8. На рис. 6 показан квазиэшелльный кадр спектра дневного неба.

Классическая мода спектральных наблюдений подразумевает использование дифракционных решеток низких порядков. В данном случае используются дифракционные решетки первого порядка, так как они же используются в эшелльном варианте наблюдений, как элемент кросс-дисперсии. В этой моде используются следующие дифракционные решетки:

- дифракционная решетка с углом блеска  $4^\circ$  и 300 штр/мм;
- дифракционная решетка с углом блеска  $8^\circ$  и 600 штр/мм;
- дифракционная решетка с углом блеска  $17^\circ$  и 1200 штр/мм.

Оптическая схема в данной моде устроена следующим образом. Свет, проходя через щель попадает на параболическое коллиматорное зеркало, которое направляет его на плоское зеркало. Плоское зеркало отклоняет коллимированный пучок света на дифракционную решетку. Дифрагированный свет направляется в блок «оптическая камера + ПЗС». На рис. 7 приведен пример экстрагированного спектра, снятого в классической моде.

Для проведения наблюдений с низким разрешением используется призмная мода наблюдений. Для этих наблюдений на столике дифракционных решеток устанавливается плоское зеркало, которое отклоняет коллимированный пучок света идущий от плоского зеркала коллиматора на призму. Имеются две призмы с углами преломления  $45^\circ$ . Призмы сделаны из стекол марки К8 и ТФ1. Спектральное разрешение около линии  $H\alpha$  составляет примерно 100 и 200, соответ-

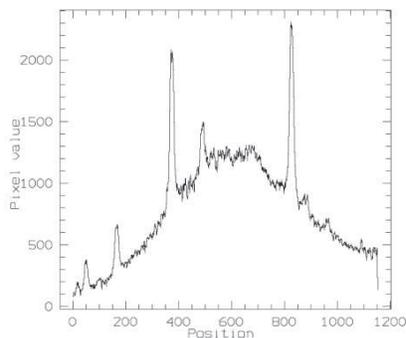


Рис. 7: Пример экстрагированного спектра SS Cyg, снятого в классической моде.

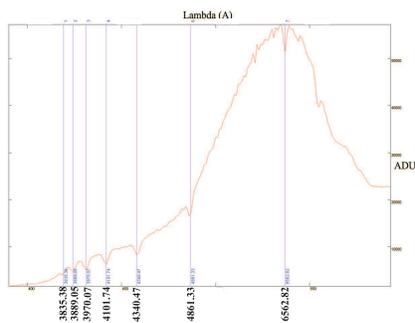


Рис. 8: Одномерный призмный спектр звезды HD 88960.

ственно. На рис. 8 показан призмный спектр (с  $R = 100$ ) звезды HD 88960 с отождествленными линиями водорода.

## 5. Наиболее интересные задачи, решаемые с использованием спектрографа MMCS

Со времени введения в эксплуатацию MMCS был получен разнообразный материал, как по спектральному разрешению, так и по научным задачам. Проведено более 300 наблюдательных сетов. Основными задачами, решаемыми на MMCS, являются исследования комет [3], астероидов [4], ближайшего окружения звезд [5] и др.

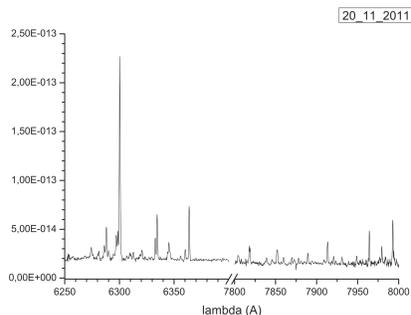


Рис. 9: Одномерный нормированный спектр кометы 103P/Hartley в диапазоне от 6250 до 6400 Å (яркая линия — линия [OI6300], более слабые линии в диапазоне от 7800 Å до 8000 Å — линии NH<sub>2</sub> и CN).

Спектральные наблюдения на MMCS позволили наиболее полно оценить химический состав, температуру, распределение скоростей у кометы 103P/Hartley 2 [6, 7], сделали возможным разделить линии красного дублета и линии NH<sub>2</sub> и использовать эту линию для определения скорости сублимации воды. На рис. 9 представлен участок спектра с разделенными линией NH<sub>2</sub>, запрещенной линией кислорода и линией CN, полученный с использованием MMCS.

В последнее время уделяется большое внимание изучению химического состава астероидов. Это связано и с астероидной опасностью, и с изучением состава астероидов для поиска природных ископаемых, и для определения происхождения астероидов. Астероиды представляют собой объекты размером от нескольких десятков километров до нескольких метров. Спектр отражения астероидов представляет собой спектр Солнца, измененный поглощением и переизлучением света астероидом. Нормирование на спектр Солнца позволяет выделить особенности спектра, вносимые астероидом. Эти особенности имеют протяженный характер, и их выявление не требует высокого спектрального разрешения. Поэтому спектральные наблюдения астероидов на телескопах умеренного диаметра возможно проводить с низким разрешением. На рис. 12 представлен спектр AC3, полученный с разрешением  $R = 100$ . С этим же разрешением на 2-м телескопе исследуется кометная активность астероидов Главного пояса. На рис. 13 приведен пример последовательно полученных спектров астероида ГП Nike для возможной регистрации сублимационной активно-

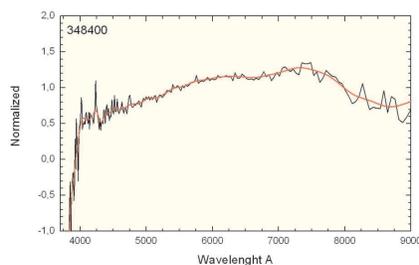


Рис. 10: Спектр АСЗ 348400, нормированный на спектр звезды, аналога Солнца.

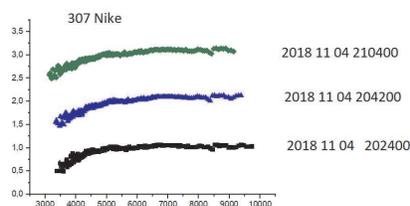


Рис. 11: Последовательно полученные спектры астероида ГП 307 Nike. По оси абсцисс — длины волн в Å, по оси ординат — условные единицы интенсивности.

сти [4]. В 2002–2004 гг. на ММКС был проведен мониторинг излучения Суг X1 [8, 9]. В течение этого периода была зарегистрирована рентгеновская вспышка и были изучены ее последствия. Опыт проведения наблюдений с использованием спектрографа ММКС показал следующие предельные величины проникающей способности для накопления 30 мин и с отношением сигнал/шум более 10: в режиме моды с  $R = 100$  доступны спектры объектов до  $17^m$ , с разрешением  $R = 600$  — до  $16^m$ , с разрешением  $R = 1200$  — до  $15^m$ , с разрешением  $R = 3200$  —  $14.5^m$ , с разрешением  $R = 13500$  —  $12.5^m$ .

## 6. Заключение

Подвесной спектрограф ММКС является достаточно часто используемым инструментом для исследования спектров астрофизических объектов на 2-м телескопе пика Терскол. Благодаря легкости перестроения из одной моды в другую, исследования одного и того же объ-

екта можно проводить с различным разрешением (от  $R = 13500$  до  $R = 100$ ) в течение одной ночи. Большой набор астрофизических задач доступен для наблюдений на предельных значениях проникающей способности конфигурации «телескоп+спектрограф». После введения моды с  $R = 100$  для исследования стали доступны астероиды  $17^m$ . Такая проникающая способность позволяет в течение сеанса наблюдений построить оптимальную последовательность получения спектров АСЗ и необходимых «привязок» и выполнять наблюдения без потери времени на ожидание следующего объекта. Несколько АСЗ за ночь бывают доступны для исследования с использованием так называемой низкой моды ( $R = 100$ ).

### Список литературы

1. F. A. Musaev, G. A. Galazutdinov, A. V. Sergeev, N. V. Karpov, and Y. V. Pod'Yachev, *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, **15**, 216, 1999.
2. D. J. Schroeder and R. L. Hilliard, *Applied Optics*, **19**, 2833, 1980.
3. V. A. Ponomarenko, K. I. Churyumov, V. V. Kleshchonok, I. V. Lukyanyk, S. F. Velichko, M. K. Kuznetsov, and A. R. Baransky, *P&SS*, **165**, 221, 2019.
4. V. V. Busarev, A. B. Makalkin, F. Vilas, S. I. Barabanov, and M. P. Scherbina, *Icarus*, **304**, 83, 2018.
5. I. S. Potravnov, V. P. Grinin, and I. V. Ilyin, *Astrophysics*, **56**, 453, 2013.
6. K. Churyumov, A. Baransky, V. Kleshchonok, and V. Ponomarenko, in *40th COSPAR Scientific Assembly*, volume 40, B0.4-53-14 (2014).
7. K. Churyumov, V. Kleshchonok, V. Ponomarenko, and I. Lukyanyk, in *40th COSPAR Scientific Assembly*, volume 40, B0.4-92-14 (2014).
8. E. A. Karitskaya, N. G. Bochkarev, A. V. Bondar', G. A. Galazutdinov, B. C. Lee, F. A. Musaev, A. A. Sapar, and V. V. Shimanskii, *Astron. Rep.*, **52**, 362, 2008.
9. E. A. Karitskaya, N. G. Bochkarev, A. V. Bondar, G. A. Galazutdinov, B. K. Lee, F. A. Musaev, A. A. Sapar, and V. V. Shimansky, *VizieR Online Data Catalog*, J/AZh/85/409, 2008.



# Экзопланеты

## Спектральные наблюдения звезд с экзокометной активностью

Пузин В.Б., Сизова М.Д.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Кометы — малые ледяные тела Солнечной системы, которые испаряются и газят при приближении к Солнцу. В Солнечной системе за все время астрономических наблюдений обнаружено несколько тысяч комет. Пояс Койпера и облако Оорта могут содержать триллионы таких замороженных тел. Однозначного ответа об их происхождении и эволюции не дано. Другие планетные системы так же, как и Солнечная система, могут содержать кометы. На сегодняшний день поиск и изучение экзокомет сосредоточены на исследовании молодых ( $< 50$  млн. лет) звезд спектрального класса А. Считается, что экзокометы формируются и эволюционируют подобно кометам в Солнечной системе. В рамках исследований кометной и экзокометной активности нами проведены спектральные наблюдения высокого разрешения трех молодых звезд (HD217782, HD21620, HD110411). В данной работе по спектральным наблюдениям звезды HD110411 на примере линии Ca II (3933Å) рассмотрена упрощенная методика обработки данных для детектирования экзокометной активности.

## Spectral observations of stars with exocomet activity

Puzin V.B., Sizova M.D.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Comets are small icy bodies of the Solar System that evaporate and outgas as they approach the Sun. In the Solar System several thousand comets were detected in all ever carried out astronomical observations. The Kuiper Belt and the Oort Cloud may contain trillions of such frozen bodies. A definite answer about their origin and evolution is not given. Other planetary systems may contain comets as well as the Solar System. At present, the search and study of exocomets is focused on the study of young ( $< 50$  million years) stars of spectral type A. It is believed that exocomets form and evolve like comets in the Solar System. Within the framework of comet and exocomet activity studies, we have carried out high-resolution spectral observations of three young stars (HD217782, HD21620, HD110411). In this paper, using spectral observations of the HD110411 star and the Ca II line (3933Å) as an example, we consider a simplified data processing technique for detecting exocomet activity.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.027

## 1. Введение

Экзокомета или внесолнечная комета — это кометоподобное тело, вращающееся около другой звезды, или движущееся в межзвездном пространстве. Впервые экзокометы были обнаружены в 1987 г. у очень молодой А-звезды главной последовательности  $\beta$  Pictoris [1, 2]. Количество звезд, у которых обнаружена экзокометная активность, сравнительно невелико, менее 20 штук [3]. Поиск экзокомет сконцентрирован на исследовании молодых звезд спектрального класса А. Примерно четверть всех быстровращающихся А-звезд окружены околозвездным газом. Спектры примерно одной трети обычных звезд А-типа главной последовательности проявляют в спектрах ИК избыток, свидетельствующий о существовании газопылевых дисков, окружающих эти звезды.

Высокое давление излучения А-звезд выметает мелкую пыль из первичного газопылевого диска менее чем за 1 млн. лет. Таким образом, наблюдаемые газопылевые диски у А-звезд не изначальные, а скорее всего, образованы и подпитываются постоянными столкновениями планетеземалей, комет, астероидов [4].

Поглощение, связанное с околозвездным газопылевым диском у А-звезд, исследуется в основном с помощью спектроскопии высокого разрешения по наблюдениям линии поглощения Ca II H&K (3933Å и 3968Å). Испарение кометообразных сгустков в окрестностях звезды проявляется в виде дополнительного абсорбционного компонента на широких звездных линиях поглощения Ca II H&K в пределах от  $-150$  до  $+150$  км/сек. Время эволюции экзокометного компонента в профилях линии Ca II H&K составляет от часа до суток [5]. Впервые подобные изменения линий Ca II H&K обнаружены у звезды  $\beta$  Pictoris [1]. Дополнительными подтверждениями экзокометной активности служат сдвиги лучевой скорости в линиях Fe I (3860 Å) [6] и D1 Na (5890 Å), но обычно на линию D1 Na накладывается теллурические линии водяного пара [7, 8]. Нестабильности, связанные с экзокометной активностью, были подтверждены ультрафиолетовыми наблюдениями [6] и D1 Na (5890 Å). Наблюдаемые транзитные абсорбционные особенности накладываются на линию поглощения в спектре звезды и, в основном, проявляются в красной стороне от центра линии. Отношение «красных» абсорбционных особенностей к «синим» примерно 9:1 [5]. Быстрая переменность также наблюдалась у триплета Ca II (8542Å), что указывает на высвобождение из твердой фазы большей части атомов кальция во внутренних частях диска ( $< 1$  а.е. от звезды) [9]. Наблюдение в таких дисках молекул с корот-

Таблица 1: Физические параметры исследуемых А-звезд.

Звезда	Другое имя	Спектр	$V \sin i$ (км с <sup>-1</sup> )	Возраст (млн. лет)	Средний ИК избыток?	Химическая пекулярность?
HD217782	2 And	A3Vn	212	Неизвестен	Нет	Нет
HD21620		A0Vn	217	80	Да	Нет
HD110411	$\rho$ Vir	A0V	154	100	Да	Да

ким временем жизни (СО), указывает, что, по меньшей мере, часть газа формируется путем испарения замороженных тел [10]. Полученная из наблюдений температура СО  $\approx 25^\circ$  К близка к температуре его сублимации.

## 2. Выбор объектов наблюдений и наблюдения

На первом этапе исследований нами выбраны три А-звезды: HD217782, HD21620, HD110411 (табл. 1). Выбор этих объектов обусловлен двумя факторами. Во-первых, для выбранных объектов различными авторами ранее уже была обнаружена экзокометная активность, в частности [11]. Продолжение спектральных наблюдений этих звезд увеличит набор данных для статистических методов исследования экзокометной активности у этих объектов и в экзокометной активности в целом. Во-вторых, доступность и условия видимости выбранных объектов для наблюдений в северном полушарии: на данном этапе исследований нам доступны обсерватории расположенные в северном полушарии и телескопы умеренного диаметра.

В рамках наших исследований мы провели несколько сетов спектральных наблюдений высокого разрешения разделенных по времени. В сентябре 2017 и 2018 г. получены спектры для звезд HD217782 (50 спектров) и HD21620 (33 спектра), весной 2018 и 2019 г. для звезды HD110411 (40 спектров). Наблюдения выполнены на УНУ «Телескоп Цейсс 2000», входящей в состав ЦКП «Терскольская обсерватория». Спектры получены с использованием эшелле-спектрографа фокуса Куде «МАЭСТРО». Спектральное разрешение полученных спектров составляет  $R \approx 45000$ , спектральный диапазон от  $3500\text{\AA}$  до  $9800\text{\AA}$ . Время экспозиции варьировалось от 1800 до 2700 с в зависимости от стабильности и прозрачности атмосферы в момент наблюдений. В качестве калибровочных кадров получены кадры bias, спектры плоского поля, спектр ThAg лампы, спектры сумеречного неба.

### 3. Методика обработки и анализ данных

Обработка полученных данных производилась в программном пакете «DESN». На предварительном этапе проведена калибровка изображений для исправления фотометрических искажений, которые присущи наблюдениям на ПЗС: учет сдвига отсчетов в АЦП ПЗС-камеры (кадры «bias»), учет разницы чувствительности пикселей относительно друг друга (кадры плоского поля). После экстракции спектров калибровка по длинам волн осуществлена по спектрам сумеречного неба, дополнительный контроль в подвижках дисперсионной кривой проводился по спектра ThAr-лампы. Большинство работ, посвященных исследованию экзокометной активности, основаны на анализе линии Ca II K (3933Å). Стоит отметить, что индикаторы экзокометной активности также наблюдаются в линиях Ca II H (3968Å), Fe I (3860 Å) и D1 Na (5890 Å), Ca II (8542Å). Линии Ca II H&K являются наиболее значимыми и более показательными линиями, в профилях которых детектируются абсорбции, связанные с экзокометной активностью. В рамках данной работы мы в первую очередь решили проанализировать линию Ca II K A-звезды HD110411 ( $V = 4^m.88$ ;  $T_{\text{eff}} = 8831\text{K}$ ;  $V_r = -0.7$  км/сек;  $d = 38.16$  пк).

Мы рассмотрели линию Ca II K и на ее примере опробовали упрощенную методику обработки и анализа спектральных данных для поиска и установления экзокометной активности у A-звезд. В первую очередь все спектры были приведены к «нулю» лучевой скорости, то есть, учтена собственная лучевая скорость звезды и гелиоцентрическая поправка на середину каждой экспозиции. Далее интенсивность каждого профиля линии Ca II K была нормирована. На рис. 1 представлены нормированные профили линии Ca II K (участки от -150 до 150 км/сек).

В работах по исследованию экзокометной активности по изменениям профиля линии Ca II H&K для качественного и количественного анализа деталей на профиле линии из наблюдаемого профиля вычитают синтетический звездный профиль линии [5]. Построение хорошего синтетического спектра для данных объектов связано с определенными трудностями из-за сложной морфологии молодых A-звезд, окруженных околозвездными дисками. В своей работе на первом этапе исследования экзокометной активности мы ставили своей целью обнаружение проявлений экзокометной активности в профилях линии Ca II K, поэтому мы применили упрощенный анализ. Из всех профилей линии мы вычитали усредненный (по всему набору полученных данных) и сглаженный профиль. Анализ 40 профилей линии Ca II K

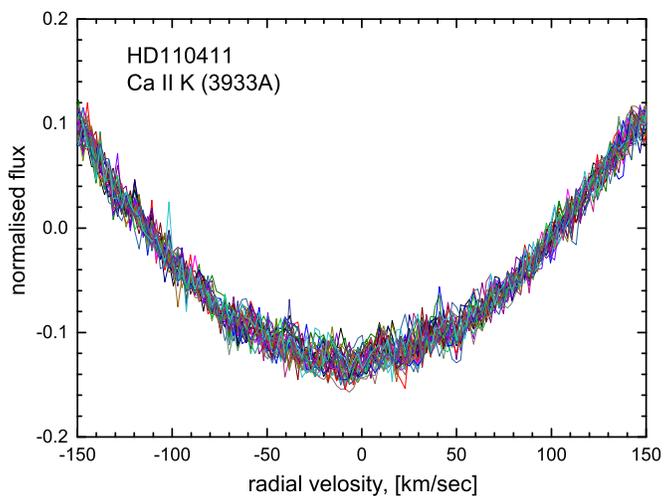


Рис. 1: Нормированные профили линии Ca II K 40 спектров, построенные в одной координатной плоскости.

звезды HD110411 выявил одно событие, которое мы интерпретируем как абсорбцию, связанную с разрушением экзокометы (рис. 2).

В результате работы опробована упрощенная методика для детектирования проявлений экзокометной активности у A-звезд в спектральных линиях Ca II K, которая позволила зарегистрировать одно событие. Единичный случай регистрации из 40 спектров может иметь несколько интерпретаций. Вероятно, что во время наблюдений мы не попадали на момент разрушения экзокомет, проявления экзокометной активности не имеют периодичности и происходят в произвольные моменты. Полученные спектры имеют низкое отношение сигнал к шуму и упрощенная методика, которой мы воспользовались, позволяет регистрировать только наиболее яркие события. Опробованная методика будет применена для анализа линий Ca II H&K полученных для A-звезд HD217782 и HD21620.

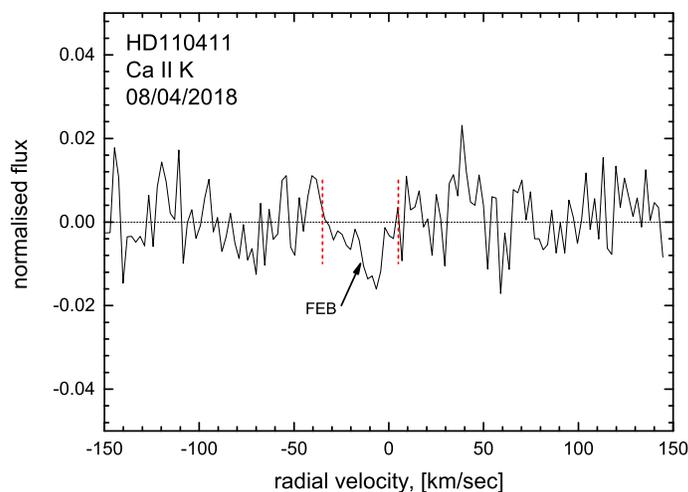


Рис. 2: Участок линии Ca II K ( $3933\text{\AA}$ ) в диапазоне от  $-150$  до  $150$  км/сек с вычтенным усредненным профилем. Штриховыми линиями отмечена абсорбция, которую мы интерпретируем, как событие связанное с экзокометной активностью.

#### 4. Заключение

Нами проведены наблюдений трех A-звезд, у которых различными авторами подтверждена экзокометная активность. Опробована упрощенная методика обработки и анализа профиля спектральной линии Ca II K. В результате анализа зарегистрировано одно событие, которое мы интерпретируем как событие связанное с разрушением экзокометы. По-видимому, примененная методика позволяет регистрировать наиболее яркие события или может применяться для спектров с высоким отношением сигнал к шуму.

#### Список литературы

1. R. Ferlet, L. M. Hobbs, and A. V. Madjar, *A&A*, **185**, 267, 1987.
2. H. Beust, A. M. Lagrange-Henri, A. V. Madjar, and R. Ferlet, *A&A*, **236**, 202, 1990.
3. B. Y. Welsh and S. Montgomery, *PASP*, **125**, 759, 2013.

4. M. C. Wyatt, *ARA&A*, **46**, 339, 2008.
5. F. Kiefer, A. Lecavelier des Etangs, and A. Vidal-Madjar, in J. Ballet, F. Martins, F. Bournaud, R. Monier, and C. Reylé, eds., *SF2A-2014: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, 39–43 (2014).
6. A. M. Lagrange, A. Vidal-Madjar, M. Deleuil, C. Emerich, H. Beust, and R. Ferlet, *A&A*, **296**, 499, 1995.
7. A. Brandeker, *ApJ*, **729**, 122, 2011.
8. R. Fernández, A. Brandeker, and Y. Wu, *ApJ*, **643**, 509, 2006.
9. L. M. Hobbs, A. M. Lagrange-Henri, R. Ferlet, A. Vidal-Madjar, and D. E. Welty, *ApJL*, **334**, L41, 1988.
10. A. Lecavelier des Etangs, A. Vidal-Madjar, A. Roberge, P. D. Feldman, et al., *Nature*, **412**, 706, 2001.
11. B. Welsh and S. L. Montgomery, in *AAS Meeting Abstracts #221*, *AAS Meeting Abstracts*, volume 221, 109.03 (2013).

## Моделирование орбит экзокомет в системе $\beta$ Живописца

Сизова М.Д., Павлюченков Я.Н., Нароенков С.А.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Наблюдаемые особенности спектральных линий поглощения Ca II по направлению на звезду  $\beta$  Живописца ( $\beta$  Pictoris) связывают с экзокометной активностью в окрестностях этой звезды. Эти особенности проявляются как искажения звездного профиля линий поглощения Ca II, вызванных затмениями выпадающих испаряющихся тел (falling evaporating bodies, FEBs). Ранее были выделены два семейства экзокомет, имеющих различные радиальные скорости: семейство «S» с  $V_r = 36 \pm 55$  км/с и семейство «D» с  $V_r = 15 \pm 6$  км/с. Целью данной работы является поиск и исследование орбит экзокометных тел, которые могут быть ассоциированы с семейством «D». Полученные результаты позволяют утверждать, что параметры орбит изменяются в широких пределах. В частности, существуют орбиты, близкие к круговым, и в то же время присутствуют орбиты с высокими эксцентриситетами.

### Modeling of exocomet orbits in $\beta$ Pictoris system

Sizova M.D., Pavlyuchenkov Ya.N., Naroenkov S.A.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Observational features of spectral absorption lines of Ca II towards the  $\beta$  Pictoris star are associated with exocomets activity in the vicinity of this star. These features are the distortions of the stellar profile of the Ca II absorption line caused by eclipses of falling evaporating bodies (FEBs). Two exocomet families with different radial velocities have been distinguished previously: family “S” with  $V_r = 36 \pm 55$  km/s and family “D” with  $V_r = 15 \pm 6$  km/s. The purpose of this work is to find and study the orbits of exocomets that can be associated with the family “D”. The obtained results suggest that the parameters of the orbits vary widely. In particular, there are orbits that are close to circular, and at the same time there are orbits with high eccentricities.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.028

### 1. Введение

Наблюдения линий Ca у звезды  $\beta$  Живописца ( $\beta$  Pictoris), впервые полученные еще в 1985 г. [1], и их изучение указывают на наличие околозвездного газопылевого вещества в окрестностях звезды  $\beta$  Живописца [2]. Оценка возраста звезды ( $2 \times 10^8$ ) лет позволяет предполо-

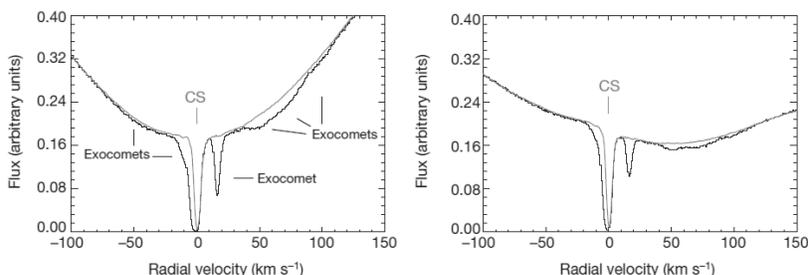


Рис. 1: Типичный спектр звезды  $\beta$  Живописца, полученный 27 октября 2009 г. Показаны спектр звезды (черная линия) и околозвездная оболочка — CS (серая линия). Левая панель — Ca II K (3933.66 Å); правая панель — Ca II H (3968.47 Å).

жить, что это вещество является остатками протопланетного диска, т.е. диск  $\beta$  Живописца является осколочным. Более того, в линиях Ca идентифицированы абсорбционные детали, меняющиеся со временем. Эти особенности ассоциированы с падением кометных тел на звезду и появляются в результате их прохождения по ее диску. Поскольку предполагаемые тела движутся к звезде, явление получило название выпадающих испаряющихся тел (falling evaporating bodies, FEBs). Оценочная частота событий составила несколько сотен в год, при этом зафиксированная максимальная частота пришлась на декабрь 1992 г. и составила более 200 в месяц [3].

С 2003 по 2011 гг. было получено более тысячи спектров  $\beta$  Живописца с помощью спектрографа HARPS (High Accuracy Radial Speed Planet Searcher) [4]. Наблюдения линий кальция — Ca II K (3933.66 Å) и Ca II H (3968.47 Å) — показывают большое количество переменных профилей поглощения с характерным временем переменности от 1 до 6 часов. Типичные спектры Ca II  $\beta$  Живописца показаны на рис. 1. Профили поглощения, принадлежащие экзокометам, имеют радиальные скорости в диапазоне от  $-150$  км/с до  $200$  км/с по отношению к гелиоцентрической радиальной скорости звезды ( $\sim 20$  км/с). Зависимость глубины поглощения от коэффициента  $\alpha$  (отношение площади облака, создаваемого кометой, к площади звезды) делит данные на две группы с радиальными скоростями  $36 \pm 55$  км/с для экзокомет семейства «S» и  $15 \pm 6$  км/с для экзокомет семейства «D».

## 2. Описание метода

Несмотря на очевидный прогресс в изучении системы  $\beta$  Живописца, параметрам орбит эзкокомет было уделено недостаточно внимания. Целью данной работы является поиск параметров орбит, ассоциированных с семейством «D». Поиск таких орбит осуществлялся путем перебора параметров и выделения тех из них, которые удовлетворяют двум критериям:

- 1) тела должны пересекать луч зрения по направлению к звезде с радиальными скоростями в интервале (9 – 21) км/с,
- 2) тела должны пересекать луч зрения на расстоянии  $r < r_{\max} = 0.2$  а.е. — расстояние, при котором температура на поверхности кометного тела достигает 1500 К, что является необходимым условием испарения Са [5]. Отметим однако, что оценка является грубой, так как выброс с поверхности ядра Са возможен и при более мягких условиях — когда возникает испарение водяного льда в режиме сплошной среды (струи и т.д.), и в этом случае поток паров воды может уносить и более тяжелые атомы, как это происходит в атмосферах горячих юпитеров.

Алгоритм расчета состоял в следующем: через заданные значения эксцентриситета  $e$ , большой полуоси  $a$  и средней аномалии  $M$  вычислялись значения  $V_r$  и  $r = a(1 - e \times \cos E)$ . Радиальная скорость рассчитывалась по формуле

$$V_r = \sqrt{\frac{\mu}{p}} e \times \sin(\nu), \quad (1)$$

где  $p = a(1 - e^2)$  — орбитальный параметр,  $\mu = k^2 M_*$ ,  $k$  — гравитационная постоянная Гаусса,  $M_*$  — масса звезды и  $\nu$  — истинная аномалия, угол, описывающий положение тела на орбите. Если полученные значения  $V_r$  и  $r$  удовлетворяли двум обозначенным выше критериям, то орбита считалась подходящей, если нет, она отбрасывалась. Подходящие орбиты подбирались среди моделей внутри трехмерной сетки параметров  $e, a, M$ .

## 3. Результаты

На рис. 2 показаны параметры орбит, удовлетворяющих обоим критериям. Размер кружка отображает количество моделей по истинной аномалии, в то время как градацией серого показано среднее значение истинной аномалии для данной группы. Результаты показаны

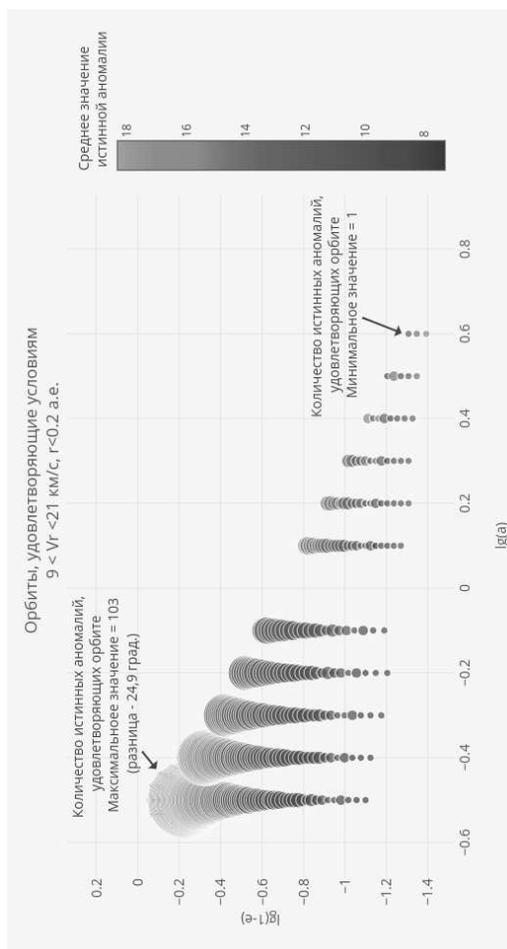


Рис. 2: Параметры орбит, удовлетворяющих критериям 1) и 2), в координатах  $\lg(a)$  и  $\lg(1-e)$ . Оттенками серого показаны средние значения истинной аномалии  $\nu$ , а размер кружков соответствует количеству истинных аномалий для данной орбиты

для значений орбит с  $a > 0.2$  а.е. Полученные результаты позволяют утверждать, что параметры орбит, удовлетворяющие критериям, изменяются в широких пределах. В частности, наряду с орбитами с высоким эксцентриситетом, упомянутыми в [4], существуют орбиты,

близкие к круговым. Этот результат необходимо учитывать при поиске источников экзокометных тел. В будущем планируется введение дополнительных критериев, а также с помощью данной методики будут исследоваться параметры орбит у других звезд с экзокометной активностью.

Авторы выражают благодарность В.И. Шематовичу за полезные замечания. Работа поддержана Российским научным фондом (РНФ, номер гранта 17-12-01441).

### Список литературы

1. L. M. Hobbs, A. Vidal-Madjar, R. Ferlet, C. E. Albert, and C. Gry, *ApJL*, **293**, L29, 1985.
2. A. Vidal-Madjar, A.-M. Lagrange-Henri, P. D. Feldman, H. Beust, et al., *A&A*, **290**, 245, 1994.
3. H. Beust, A.-M. Lagrange, F. Plazy, and D. Mouillet, *A&A*, **310**, 181, 1996.
4. F. Kiefer, A. Lecavelier des Etangs, J. Boissier, A. Vidal-Madjar, H. Beust, A.-M. Lagrange, G. Hébrard, and R. Ferlet, *Nature*, **514**, 462, 2014.
5. S.-S. Russel, C. Harold, J. Connolly, and A.-N. Krot, *Chondrules: Records of Protoplanetary Disk Processes* (2018).



# Переменные звезды

## Моделирование профилей линий резонансного дублета натрия в спектре активного гиганта PZ Mon

Пахомов Ю.В.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Выполнено моделирование сложных профилей линий NaI D<sub>1</sub> и D<sub>2</sub> в спектре активного гиганта PZ Mon. Профили состоят из четырех основных компонентов: звездный профиль поглощения, хромосферный эмиссионный, хромосферный самопоглощения и профиль межзвездной среды. Звездный профиль, в свою очередь, представлен тремя, соответствующими спокойной фотосфере, холодным и теплым пятнам. Определены параметры межзвездных облаков.

## Modelling of line profiles for the sodium resonance doublet in spectrum of an active giant PZ Mon

Pakhomov Yu.V.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

The modelling of complex profiles of the NaI D<sub>1</sub> and D<sub>2</sub> lines in the spectrum of an active giant PZ Mon is performed. Profiles consist of four main components: stellar absorption profile, chromospheric emission, chromospheric self-absorption and interstellar medium profile. The stellar profile is represented by three profiles, corresponding to the quiet photosphere, cold and warm spots. Parameters of interstellar clouds are determined.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.029

### 1. Введение

PZ Mon (HD 289114) — активный красный гигант (K2III,  $T_{\text{eff}} = 4700$  K,  $\lg g = 2.8$ ) типа RS CVn [1], переменность блеска которого вызвана осевым вращением и наличием холодных фотосферных пятен. В работах [2, 3] определены параметры таких пятен:  $\sim 4500$  K на  $\sim 20\%$  видимой поверхности и  $\sim 3500$  K на  $\sim 40\%$  видимой поверхности. Как и большинство звезд такого типа, PZ Mon показывает хромосферную активность, проявляющуюся в повышенном рентгеновском потоке, а также в искажении профилей ряда спектральных линий [1]. В первую очередь это касается линии H $\alpha$ , которая заметно залита двухкомпонентной эмиссией, широкой и узкой. Кроме того, в спектре PZ Mon

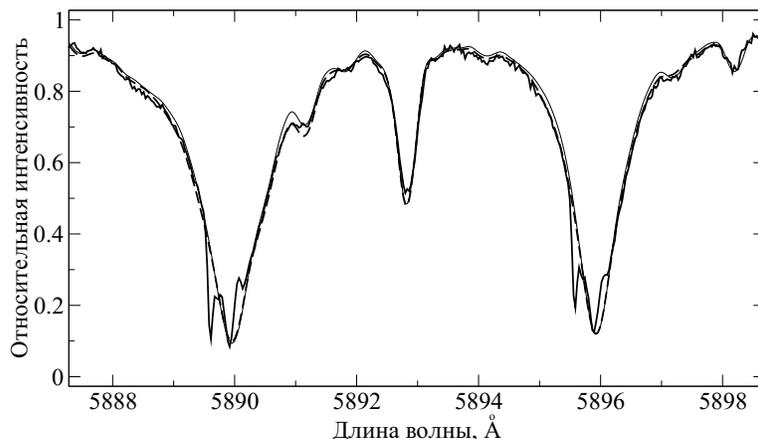


Рис. 1: Сравнение профилей резонансных линий NaI в спектрах PZ Mon (жирная сплошная линия) и нормального красного гиганта HD145997 (тонкая сплошная линия) с синтетическим спектром (штриховая линия).

наблюдается линия поглощения HeI D<sub>3</sub>  $\lambda$ 5876 Å, не характерная для спектров красных гигантов и образующаяся в переходном слое над хромосферой. На ультрафиолетовых спектрах низкого разрешения, полученных спутником IUE, выделяются несколько хромосферных эмиссионных линий: выраженная линия MgII и значительно более слабые линии OI, SiII, HeII и CIV. Других явных признаков хромосферной активности в спектрах (прежде всего эмиссионные ядра линий H и K CaII) не было обнаружено по причине либо низкого разрешения спектров, либо ограниченности спектрального диапазона. Осенью 2018 г. были выполнены спектральные наблюдения PZ Mon с наибольшим спектральным разрешением, широким диапазоном и наилучшим качеством на сегодняшний день, что дает возможность исследовать свойства хромосферы. В данной работе проанализированы сложные профили резонансных линий NaI D<sub>1</sub> и D<sub>2</sub>.

## 2. Наблюдения

14 октября 2018 г. был получен спектр PZ Mon на спектрографе Hermes ( $R = 85\,000$ ), установленном на 1.2-м телескопе Mercator (Левенский католический университет, Канарские острова). Широкий спектральный диапазон от 3764 до 9006 Å и высокое отношение сигнала к шуму

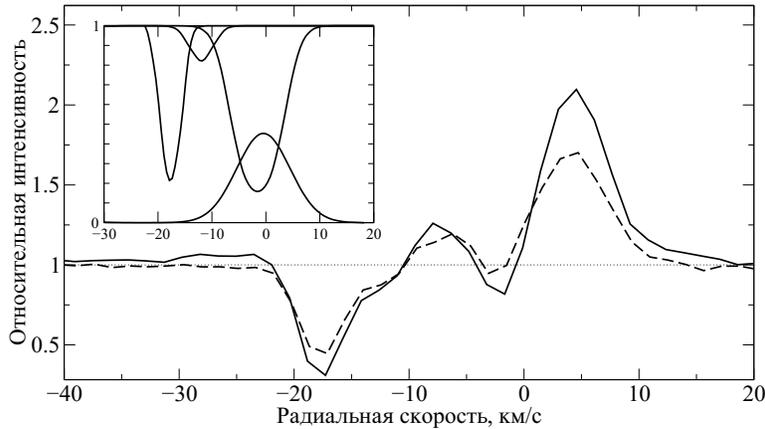


Рис. 2: Остаточные профили линий NaI (без звездного компонента) в шкале скоростей относительно PZ Mop. Сплошная кривая — синяя линия дублета, штриховая — красная. На врезке — модельные профили отдельных компонентов излучения и поглощения для синей линии дублета.

$S/N \approx 150$  позволили обнаружить ожидаемые сильные эмиссии в ядрах резонансного дублета CaII  $\lambda 3933$  и  $3964 \text{ \AA}$ . А предварительное сравнение со спектрами нормальных красных гигантов выявило наличие небольшой эмиссии в ядрах линий CaII  $\lambda 8498$ ,  $8542$ ,  $8662 \text{ \AA}$ , а также в ядрах резонансных линий NaI  $\lambda 5890$ ,  $5896 \text{ \AA}$  (см. рис. 1).

Спектр PZ Mop в исследуемом диапазоне был исправлен за влияние теллурических линий. Для этого был использован спектр горячей звезды HD145842 с быстрым вращением. На рис. 1 видны существенные отличия ядер линий относительно спектра нормального красного гиганта HD145997 (спектральный класс K1III), с синей стороны расположена межзвездная линия, в центре присутствует как абсорбционный компонент, так и эмиссионный.

### 3. Моделирование профилей

Наблюдаемые профили линий натрия состоят из нескольких компонентов: 1) звездная линия, образованная как в спокойной фотосфере, так и в холодных и теплых пятнах; 2) хромосферная эмиссия 3) поглощение в хромосфере и 4) поглощение в межзвездном газе. На первом шаге необходимо исключить звездный компонент. Для этого с

Таблица 1: Параметры модельных профилей.

Тип	$v$ , км с <sup>-1</sup>	$y_0$	$N \times 10^{11}$ , см <sup>-2</sup>	$b$ , км с <sup>-1</sup>
Изл	-0.5±0.3	0.45±0.10	–	7.0±0.4
Погл	-1.6±0.2	–	15±2	4.8±0.3
Погл	-17.6±0.1	–	5.8±0.3	2.2±0.1
Погл	-12.0±0.3	–	1.0±0.3	3±1

помощью программы synthV [4] и, используя интерполяцию ЛТР моделей атмосфер ATLAS9<sup>1</sup>, были рассчитаны потоки в трех спектрах с параметрами  $T_{\text{эф}}/\lg g/\xi/[\text{Fe}/\text{H}] = 4700/2.8/1.3/0.06$ ,  $4500/2.8/1.3/0.06$ ,  $3500/2.8/1.3/0.06$ , и свернуты с инструментальным профилем, соответствующим разрешению  $R = 85\,000$ , и профилями скоростей макротурбулентности  $5.6 \text{ км с}^{-1}$  и вращения  $10.5 \text{ км с}^{-1}$ . Вычисленный профиль показан на рис. 1. Остаточные профили приведены на рис. 2, где шкала длин волн преобразована в шкалу скоростей, ноль шкалы соответствует  $22.2 \text{ км с}^{-1}$  — наблюдаемой лучевой скорости PZ Mon относительно барицентра Солнечной системы.

Для описания профилей оптически тонких линий использованы функции Гаусса. Для эмиссионного компонента

$$y_{\text{ем}} = y_0 \times e^{-\frac{(v - v_0)^2}{b^2}},$$

где  $y_0$  — поток в центре эмиссии относительно континуума,  $v_0$  — скорость центра,  $b$  — характерная дисперсия скоростей. Для абсорбционных компонентов

$$y_{\text{аб}} = e^{-\frac{N f \lambda}{3768 \sqrt{\pi} b}} \times e^{-\frac{(v - v_0)^2}{b^2}},$$

где  $N$  — концентрация атомов натрия  $\times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $f$  — сила осциллятора (принимаем для линий дублета значения 0.6546 и 0.3273),  $\lambda$  — длина волны. Итоговый профиль линии описывается формулой:

$$y = (y_{\star} + y_{\text{ем}}) \times y_{\text{аб1}} \times y_{\text{аб2}} \times y_{\text{аб3}},$$

где  $y_{\star}$  — профиль фотосферной линии, а индексы 1–3 соответствуют различным абсорбционным компонентам.

<sup>1</sup><http://wwwuser.oats.inaf.it/castelli/grids.html>

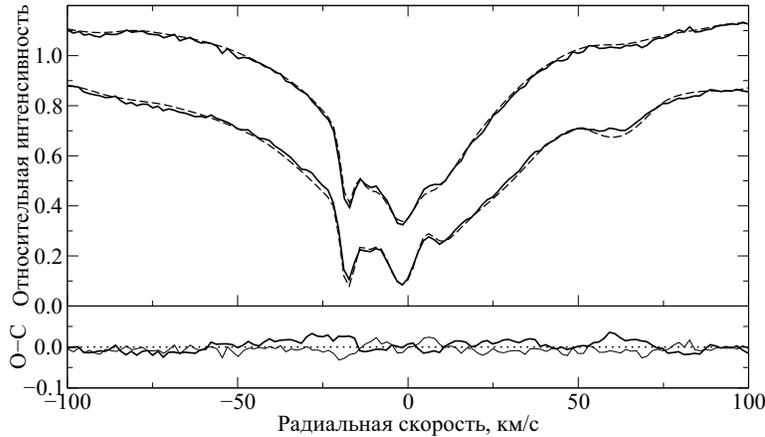


Рис. 3: Вверху: Сравнение наблюдаемых (сплошные линии) и рассчитанных (штриховые линии) профилей резонансных линий дублета натрия. Красная линия дублета для наглядности поднята на 0.2 относительно синей. Внизу: разность профилей (O-C). Жирная линия — синяя линия дублета, тонкая линия — красная.

Для определения параметров модельных профилей в диапазоне скоростей от  $-25$  до  $15 \text{ км с}^{-1}$  использован метод нелинейного приближения Левенберга-Марквардта. При этом учитывалось свойство линий дублета —  $\frac{f_{\text{blue}}}{f_{\text{red}}} = 2$  и требовалось, чтобы один и тот же компонент в разных линиях дублета описывался одними значениями параметров. Начальные значения параметров оценены из остаточных профилей, вычисленные итоговые значения приведены в табл. 1 и отдельные компоненты  $y_{\text{em}}, y_{\text{ab1}}, y_{\text{ab2}}, y_{\text{ab3}}$  для синей линии дублета показаны на врезке рис. 2. Профили линий натрия, рассчитанные с полученными параметрами, изображены в верхней части рис. 3, а внизу приведены значения O-C — разницы профилей. В рассматриваемом диапазоне скоростей значения O-C соответствуют отношениям сигнала к шуму  $S/N=70 \dots 80$ , что и должно наблюдаться для ядер линий, где на уровне континуума  $S/N \approx 150$ .

#### 4. Обсуждение и заключение

Итак, в рамках предложенной модели описаны профили резонансных линий  $\text{NaI } D_1$  и  $D_2$ . Данная модель является стандартной для описания таких хромосферных линий как  $\text{MgII } \lambda 2800 \text{ \AA}$ , ядра H и K CaII,

которые состоят из двух компонентов: эмиссии и абсорбции на близких скоростях и с близкими значениями ширин [5]. Однако, если эти линии характерны для спектров звезд с хромосферной активностью, то линии натрия являются редкостью. Даже у прародителя данного класса RS CVn линии дублета натрия не отличаются от соответствующих линий у нормальных красных гигантов.

Эмиссионный компонент слегка сдвинут в синюю сторону ( $v = -0.5 \text{ км с}^{-1}$ ) и может быть объяснен слабым истечением вещества нижней части хромосферы, где образуются линии. Дисперсия скоростей  $7.0 \text{ км с}^{-1}$  характерна для турбулентной скорости хромосферы. Поток в линии составляет  $8.7 \times 10^{-14} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$ , светимость  $L_{Na} = 6.1 \times 10^{29} \text{ эрг с}^{-1}$ , что сравнимо со значениями для слабых ультрафиолетовых линий OI и CIV [1].

Первый абсорбционный компонент из табл. 1, вероятно, образуется в хромосфере и описывает процесс самопоглощения. На это указывают большая плотность вещества, а также близкие значения лучевых скоростей и характерных ширин линий. Хотя и ширина абсорбции  $4.8 \text{ км с}^{-1}$  находится в пределах возможных турбулентных скоростей межзвездного газа, тем не менее она превышает типичные значения  $1\text{--}2 \text{ км с}^{-1}$  [6]. Остальные компоненты из табл. 1 межзвездные, их плотности имеют характерные для локальных облаков значения, а скорости относительно барицентра Солнечной системы  $4.6$  и  $10.2 \text{ км с}^{-1}$  соответствуют относительным скоростям формулы Ботлингера, описывающей дифференциальное вращение Галактики.

## Список литературы

1. Y. V. Pakhomov, N. N. Chugai, N. I. Bondar', N. A. Gorynya, and E. A. Semenko, *MNRAS*, **446**, 56, 2015.
2. Y. V. Pakhomov, K. A. Antonyuk, N. I. Bondar', N. V. Pit', I. V. Reva, and A. V. Kusakina, *Astron. Lett.*, **44**, 35, 2018.
3. Y. V. Pakhomov, V. I. Shenavrin, N. I. Bondar', K. A. Antonyuk, N. V. Pit', S. P. Belan, and S. Y. Gorda, *Astron. Lett.*, **45**, 156, 2019.
4. V. Tsybal, T. Ryabchikova, and T. Sitnova, in *Physics of Magnetic Stars*, *ASP Conf. Ser.*, volume 518 (2019).
5. G. A. Gurzadyan, *Stellar Chromospheres* ((M.: Nauka, 1984)).
6. D. E. Welty, L. M. Hobbs, and D. C. Morton, *ApJS*, **147**, 61, 2003.

## Ревизованный статус переменной IX Oph

Ибрагимов М.А.<sup>1</sup>, Гранкин К.Н.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия*

С 1960-х годов переменная IX Oph была известна как звезда орионова населения. Спектры высокого разрешения 2004 г. привели к пересмотру этого статуса. Совокупная интерпретация этих спектров и 22-летней фотометрии 1987–2008 гг., описанной в настоящей работе, позволяет уточнить статус IX Oph. Ревизованный статус выглядит таким: IX Oph — это спектрально-двойная система SB1-типа, ее главный компонент — компактный невидимый объект с аккреционным диском и сильным УФ-излучением, а вторичный компонент — нормальная звезда K1-3 III. В рамках ревизованного статуса интерпретируются основные спектральные и фотометрические особенности IX Oph.

### Revised status of variable IX Oph

Ibrahimov M.A.<sup>1</sup>, Granikin K.N.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Crimean Astrophysical Observatory of the RAS, Nauchny, Russia*

Since the 60s, variable IX Oph had been known as the Orion Population star. Its 2004 high-resolution spectra led for a revision of this status. Joint interpretation of these spectra and 22-years photometry (1987–2008) described in this paper allow to clarify the status of IX Oph. Revised status is as follows: IX Oph is SB1-type spectral binary system, its main component is a compact invisible object with accretion disk and strong UV radiation, and secondary component is a normal K1-3 III star. General spectral and photometric features of IX Oph are briefly described and interpreted in frame of revised status.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.030

### 1. Введение

Со времени открытия в 1928 г. и до 2004 г. для переменной IX Oph были известны лишь самые общие характеристики: заметная фотометрическая переменность с амплитудой 11.8–12.7 *pg*, пекулярный спектр типа F-G, незначительная 1–3 Å эмиссия в H $\alpha$  и близкое (около 6') соседство с темным молекулярным облаком Barnard 59 (B59). На основании этого IX Oph включалась во все три издания «Каталога звезд орионова населения с эмиссионными линиями» в 1962, 1972 и 1988 гг.

(последнее издание Хербиг, Белл [1]). Первое детальное спектральное исследование IX Orh сделано Хербигом [2]. Оно показало, что принадлежность IX Orh к орионову населению сталкивается с рядом серьезных проблем и нуждается в пересмотре.

Хербиг [2] в 2004 г. на спектрографе Keck/HIRES получил три спектра звезды с высоким разрешением  $R \sim 44000$ . По этим спектрам были получены следующие важные заключения: а) лучевая скорость звезды ( $-310$  км/с) значительно отличается от скорости B59 ( $-7$  км/с); б) в спектре присутствуют диффузные межзвездные полосы (DIB-полосы) и, следовательно, звезда расположена дальше 140 пк (расстояние до B59); в) с пределом обнаружения  $5 \text{ m\AA}$  в спектре не найдена линия LiI  $\lambda 6707$ , которая является индикатором молодости и принадлежности объекта к орионову населению. Из этого следовало, что IX Orh является удаленной звездой заднего фона, физически не связана с B59 и ее принадлежность к орионову населению представляется сомнительной. Результаты Хербига не позволяют окончательно прояснить природу IX Orh. Авторы настоящей работы дополняют результаты Хербига новыми фотометрическими данными с целью их совместного анализа и уточнения природы IX Orh.

## 2. Фотометрия и цветовые показатели IX Orh

Ранние работы по фотометрии IX Orh обсуждены Хербигом [2]. В настоящей работе скомпилирована и анализируется самая представительная из имеющихся 22-летняя фотометрия IX Orh. Она составлена по двум источникам. Первый источник — это 17-летние наблюдения 1987–2003 гг. на Майданакской обсерватории АИ АН РУз (MAO-данные). Они получены на 60-см телескопе с фотометром ФЭУ-79 на счете фотонов и *UBVR*-фильтрами [3]. Второй источник — 8-летние наблюдения 2001–2008 гг. в рамках проекта ASAS (ASAS-данные). Они получены с 20-см фотообъективом, камерой 2K AP-10 CCD и *V*-фильтром (<http://www.astrouw.edu.pl/asas>).

На рис. 1 приведена 22-летняя *V*-кривая блеска по MAO- и ASAS-данным (заполненные и пустые кружки, соответственно). Звездочками на кривой показаны 4 наблюдения, когда IX Orh в 1992 (3 наблюдения) и 1993 (1 наблюдение) годах демонстрировала необычные «красные» вспышки с максимумом в *R*-полосе (эти наблюдения будут обсуждаться в отдельной работе).

На рис. 2 приведены сезонные *V*-кривые блеска IX Orh за 22-летний период 1987–2008 гг. Обозначения здесь те же, что и на рис. 1. Вертикальными линиями на панелях 1987 и 2004 гг. обозначены даты

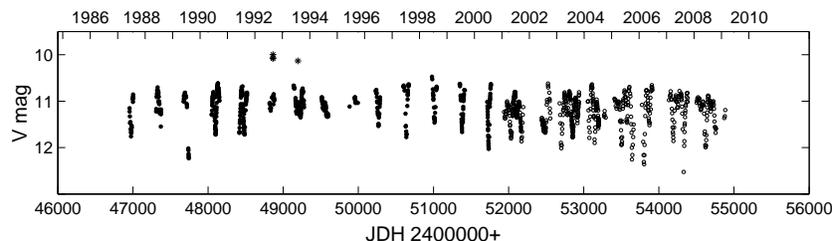


Рис. 1: 22-летняя  $V$ -кривая блеска IX Ori по данным Майданакской обсерватории (1987–2003) и данным ASAS (2001–2008) (пояснения в тексте).

получения спектров для IX Ori на 3м Ликском (1987, 1 спектр,  $R \sim 4700$ ) и 10-м Кековском (2004, 3 спектра,  $R \sim 44000$ ) телескопах [2]. Вспышки 1992–1993 гг. исключены из этого рисунка. Кривые блеска демонстрирует монотонную цикличность с периодом  $\sim 150$  дней, амплитуды и длительность циклов варьируются от сезона к сезону.

На рис. 3 показаны кривые блеска IX Ori в фильтрах  $U$ ,  $B$ ,  $V$ ,  $R$  за 1990 г. Видно, что поведение блеска в  $B$ ,  $V$ ,  $R$  фильтрах практически идентичное. При этом поведение блеска  $U$ -фильтре заметно отличается. Отличия состоят в следующем: а) в максимумах и минимумах в  $U$ -фильтре наблюдаются периоды «плато» длительностью порядка 10 дней, б)  $U$ -плато в минимумах начинаются примерно на 10–15 дней раньше минимумов в фильтрах  $B$ ,  $V$ ,  $R$ . Аналогичные особенности в  $U$ -блеске прослеживаются также в 1991 г. Минимумы в  $U$ -фильтре по форме сходны с транзитными затмениями в системах с экзопланетами, только со значительно большей длительностью и с полным отсутствием следов таких транзитов в трех других полосах.

На рис. 4 показаны двуцветные диаграммы ( $U - B$ ,  $B - V$ ) и ( $B - V$ ,  $V - R$ ) по MAO-данным. Нормальные цвета обозначены как: штрихи и пустые квадратики для звезд V класса, линия и заполненные квадратики для гигантов III класса светимости. Для последних приведены также обозначения спектральных классов F0-K5. Линии нарастающего покраснения показаны стрелками. В верхних правых углах приведены линейные аппроксимации для соответствующих цветов IX Ori. В правых нижних углах звездочками (как и на рис.1) обозначены вспышки 1992-93 гг.

Наблюдаемые цвета IX Ori соответствуют цветам звезды спектрального класса K1-K3 III. Хербиг [2], используя альтернативный

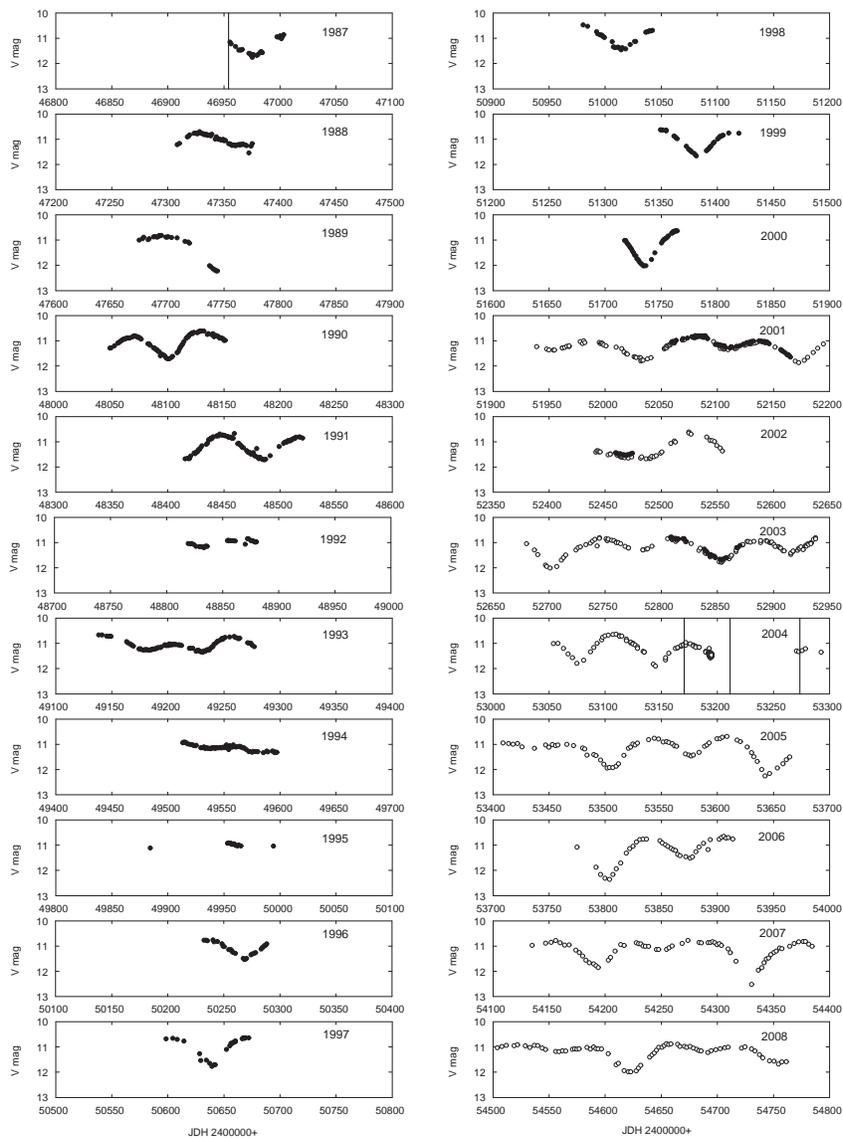


Рис. 2: Сезонные V-кривые блеска IX Орh в 1987–2008 гг. (пояснения в тексте).

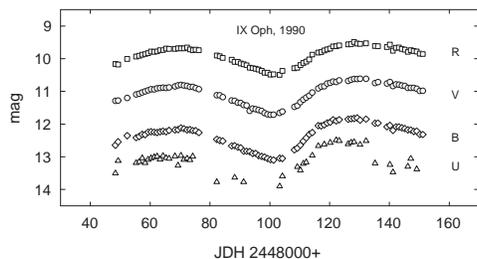


Рис. 3:  $U, B, V, R$  кривые блеска IX Орф в 1990 г. (пояснения в тексте).

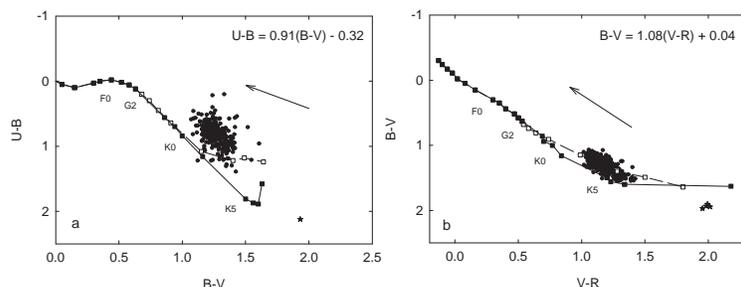


Рис. 4: Двухцветные диаграммы для IX Орф по майданакским наблюдениям 1987–2003 гг. (пояснения в тексте).

метод DIB-полос для оценки покраснения, получил аналогичный результат (K1 III). Единственная особенность — избыток в цвете  $U - B$ , составляющий  $-0.3^m$ . На основании рис. 3 и 4, можно заключить, что этот избыток обусловлен в основном излучением в  $U$ -полосе. Столь заметный избыток в  $U - B$  (вместе с большой  $\approx 1^m$  переменностью звезды) представляются не совсем понятными для нормального K-гиганта заднего фона. Отметим также, что вспыхечные цвета  $U - B$ ,  $B - V$  и  $V - R$  являются одинаково красными (все  $\approx 2.0^m$ ) и заметно отличаются от типичных цветов звезды.

### 3. Интерпретация новых данных для IX Орф

Хербиг [2] подчеркивал исключительную peculiarity характеристик IX Орф и предложил несколько вариантов их возможной интерпретации. Наиболее перспективными являются интерпретации IX Орф как спектрально-двойной системы и как полуправильной переменной

SRD-типа. По мнению авторов, спектральные результаты Хербига, дополненные описанной выше фотометрией, позволяют уточнить статус звезды и интерпретировать ее как спектрально-двойную систему SB1-типа, в которой видны линии только одного компонента. В такой картине система IX Orh представляет собой пару, где главный компонент является компактным невидимым объектом, а вторичный компонент является нормальным K-гигантом. Вокруг компактного объекта имеется аккреционный диск с сильным УФ-излучением. Пара является относительно широкой (цикличность блеска  $\sim 150$  дней). Вариации амплитуды и длительности циклов говорят о том, что либо K-гигант, либо оба компонента являются переменными. В системе возможны эпизодические случаи выброса вещества из гиганта («красные» вспышки 1992–1993 гг.) и/или перетекания вещества с гиганта на компактный объект (избыток в  $U - B$  как результат аккреционной подпитки веществом гиганта).

Абсорбционный спектр (раздвоенность линий и переменность лучевых скоростей) и наблюдаемые цвета системы (нормальные цвета K-гиганта за исключением цвета  $U - B$ ) полностью определяются излучением вторичного компонента. Эмиссии в  $H\alpha$  и  $H\beta$  (отличие их лучевых скоростей от скоростей для абсорбций) вместе со значительным избытком в цвете  $U - B$  определяются излучением аккреционного диска вокруг компактного объекта. Обнаруженные авторами  $U$ -плато (с длительностями  $\sim 10$  дней) и наблюдаемое опережение на  $\sim 10 - 15$  дней начала минимумов в этих плато по сравнению с минимумами в других оптических фильтрах свидетельствуют о том, что в системе IX Orh происходят затмения по типу (обратных) экзопланетных транзитов, когда компактный центральный объект с горячим диском вокруг него затмевается во много раз превосходящим его по размеру холодным объектом.

#### 4. Заключение

С 1960-х гг. переменная IX Orh причисляется к звездам орионова населения. Первые спектры высокого разрешения, полученные в 2004 г., привели к пересмотру этого статуса. Совместный анализ этих спектральных данных и 22-летней фотометрии, описанной в настоящей работе, позволяет точнее ревизовать статус звезды и предложить следующую наиболее непротиворечивую интерпретацию ее необычных свойств:

1) IX Orh — спектрально-двойная система SB1-типа. Главный компонент — компактный невидимый объект, окруженный аккреци-

онным диском с сильным УФ-излучением. Вторичный компонент — нормальная звезда K1-3 III. Система относительно широкая, демонстрирует циклическую переменность с характерным временем около 150 дней и амплитудой  $\gtrsim 1^m$ , длительность и амплитуда циклов варьируются.

2) Абсорбционный спектр и оптические цвета системы (за исключением цвета  $U - B$ ) определяются излучением вторичного компонента. Эмиссионный спектр, блеск в  $U$ -полосе и цвет  $U - B$  определяются главным компонентом системы.

3) В  $U$ -полосе, где лучше всего прослеживается взаимодействие обоих компонентов, обнаружены затмения по типу (обратных) экзопланетных транзитов с периодами плато и с опережением начала минимумов в этих плато по сравнению с минимумами в других оптических полосах.

Отметим также, что в системе IX Ori в 1992–1993 гг. наблюдались необычные красные вспышки с максимумом в  $R$ -полосе и цветами  $(U - B) \approx (B - V) \approx (V - R) \approx 2.0^m$  и что для прояснения статуса звезды крайне важны одновременные спектральные и фотометрические наблюдения.

### Список литературы

1. G. H. Herbig and K. R. Bell, *Third Catalog of Emission-Line Stars of the Orion Population : 3 : 1988* (1988).
2. G. H. Herbig, *AJ*, **130**, 815, 2005.
3. W. Herbst and V. S. Shevchenko, *AJ*, **118**, 1043, 1999.

## Красные вспышки у переменной IX Oph

Ибрагимов М.А.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

В работе описаны необычные «красные» вспышки, наблюдавшиеся у переменной IX Oph в 1992–1993 гг.: «медленные» вспышки с «красным» максимумом, с обратным («красным») распределением амплитуд вспышек и с красными цветами. Собрана статистика по всем опубликованным событиям, похожим на красные вспышки у IX Oph. Она включает три объекта (UU CrB, FF Ori, IX Oph) и наблюдения 5 красных вспышек у них. Описаны основные свойства красных вспышек по набранной выборке.

## Red flares on variable IX Oph

Ibrahimov M.A.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Unusual “red” flares observed in 1992–1993 on the variable IX Oph are described: “slow” flares with a “red” maximum, inversed (“red”) flare amplitude distribution and red colors. Statistics on all published events similar to the red flares on IX Oph was gathered. It includes 3 objects (UU CrB, FF Ori, IX Oph) and 5 red flares observed on them. For the gathered sample, main properties of the red flares are described.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.031

### 1. Введение

Переменная IX Oph представляет собой своеобразную «копилку» peculiarностей. Около полувек она считалась звездой орионова населения [1]. После получения ее спектров на Keck/HIRES в 2004 г. [2] этот статус был пересмотрен. Рассмотрение кековских спектров вместе с 22-летней фотометрией IX Oph привело к заключению, что звезда представляет собой спектрально-двойную систему SB1-типа (Ибрагимов, Гранкин, «Ревизованный статус переменной IX Oph», настоящий сборник; далее [ИГ]). При этом главный компонент системы — невидимый объект, обладающий сильным УФ-излучением, а вторичный компонент — нормальный K1-3 гигант. В настоящей работе рассмотрена еще одна особенность IX Oph — необычные «красные» вспышки, наблюдавшиеся у нее в 1992 и 1993 гг. Ниже приводится описание и обсуждение этих вспышек.

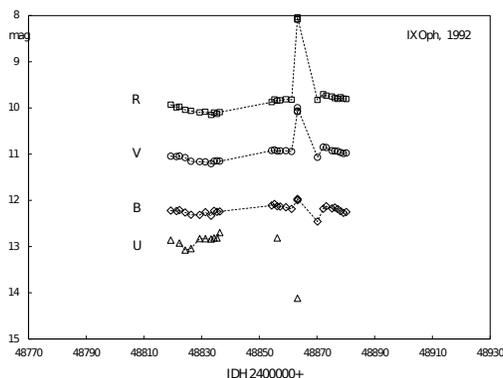


Рис. 1: Красная вспышка 28.08.1992 (JD 2448863): по 3 наблюдения в  $RVB$ -фильтрах («отскоки» вверх) и 1 наблюдение в  $U$ -фильтре («отскок» вниз, антивспышка).

## 2. Амплитуды и цвета красных вспышек IX Oph

17-летний фотометрический мониторинг IX Oph проводился в 1987–2003 гг. на Майданакской обсерватории АИ АН РУз. Использовались 60см телескоп с фотометром ФЭУ-79 на счете фотонов и  $UBVR$ -фильтры [3]. Сводная и сезонные кривые блеска, а также двуцветные диаграммы по этим данным с включением вспышек 1992–1993 гг. приведены в [ИГ]. Ниже приводятся дополнительные (не повторяющиеся [ИГ]) рисунки по красным вспышкам IX Oph.

На рис. 1 и рис. 2 представлены  $UBVR$  кривые блеска IX Oph за 1992 и 1993 г. Точность оценок блеска составляет  $0.01 - 0.03^m$  в  $BVR$ - и  $0.05 - 0.07^m$  в  $U$ -фильтре. Красные вспышки на них выделяются характерными «отскоками» от в целом плавного изменения блеска. При этом отскоки в  $BVR$ -блеске происходят вверх (вспышка), а отскок в  $U$ -блеске происходит вниз (антивспышка).  $U$ -наблюдения во время вспышек проводились только в 1992 г. и поэтому  $U$ -отскок имеется только на рис. 1.

Первая красная вспышка наблюдалась 28 августа 1992 г. (JD 2448863). В эту ночь в течение 68 минут было сделано три  $BVR$ - и одна  $U$ -оценка блеска. В продолжении всего этого времени IX Oph находилась во вспышечном состоянии. По погодным условиям ближайшие наблюдения звезды до и после вспышки 1992 г. были получены 26 августа (за 2 дня) и 04 сентября (через 7 дней) после вспышки. Таким

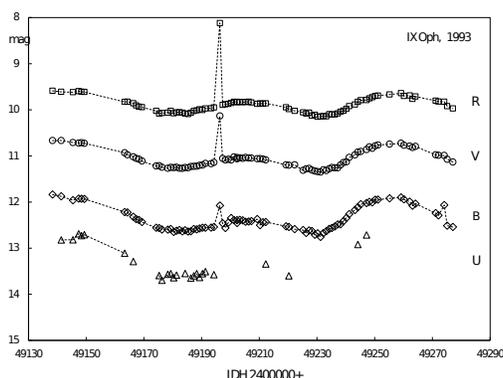


Рис. 2: Красная вспышка 27.07.1993 (JD 2449196): по 1 наблюдению в  $RVB$ -фильтрах («отскоки» вверх), в  $U$ -фильтре наблюдений нет.

образом, на протяжении 9 дней имелась единственная погожая ночь 28 августа 1992 г. В эту ночь IX Oph наблюдалась трижды в течение 68 минут и все три раза она демонстрировала красную вспышку. Есть основания пролагать (см. ниже), что красная вспышка IX Oph, произошедшая 28.08.1992 г., была «медленной» вспышкой и продолжалась не менее 68 минут.

Вторая вспышка наблюдалась 27 июля 1993 г. (JD 2449196). В эту ночь в течение примерно 2 минут была сделана 1  $BVR$ -оценка блеска, наблюдений в  $U$ -фильтре не проводилось. Ближайшие наблюдения звезды до и после вспышки 1993 г. были получены 25 июля (за 2 дня) и 28 июля (на следующий день) после вспышки. Таким образом, на протяжении 3 дней имелось единственное наблюдение IX Oph 27 июля 1993 г. IX Oph наблюдалась около 2 минут и в это время у нее шла красная вспышка.

По поводу реальности наблюдавшихся красных вспышек, отметим два таких важных обстоятельства. Первое обстоятельство (мониторинговое): в ночи, когда случились вспышки, наблюдалась не одна только IX Oph, а проводился (многолетний) плановый мониторинг большого списка различных переменных звезд, включавший более сотни объектов (подробнее см. [3]). В частности, в те же ночи и на том же телескопе, который зарегистрировал вспышки на IX Oph, до и после (а также и в промежутках между отдельными сетями  $UBVR$ -оценок во время первой вспышки 1992 г.) были проведены успешные наблюдения других программных объектов.

Второе обстоятельство (инструментальное): на протяжении всего (многолетнего) мониторинга использовалась стандартная экспозиция 10 секунд. В целях набора необходимой (пуассоновской) статистики фотонов при наблюдениях программных звезд в различных фильтрах получалось от нескольких (но всегда не менее двух) до 1–2 десятков 10 с экспозиций. В частности, для IX Ori, звездная величина которой лежит в пределах от 9–10 $R$  до 13–14 $U$ , требовалось набирать серии от 3–4 до 12–15 экспозиций, соответственно. Поэтому описанные выше вспышечные «отскоки» — это не единственная (в серии) «отскочившая» 10 с экспозиция, это целиком вся серия «отскочивших» 10 с экспозиций для данного фильтра. Вспышечный «отскок» получался затем усреднением серии «отскочивших» 10 с экспозиций в каждом фильтре и переводом всех таких усредненных инструментальных «отскоков» в стандартную фотометрическую систему.

Отмеченные выше обстоятельства свидетельствуют в пользу того, что наблюдавшиеся на IX Ori красные вспышки были реальными событиями и что они не могли быть случайными артефактами инструментального и/или климатического происхождения.

Оригинальные и усредненные амплитуды и цвета вспышек приведены в табл. 1: первые 3 строки для вспышки 1992 г., 4-я строка для вспышки 1993 г., последняя строка — усредненные значения. Амплитуды вспышек определялись как разницы между вспышечным блеском и усредненным за год (без вспышек) блеском. Всего за время мониторинга IX Ori получено 4 вспышечные оценки в  $BVR$ -фильтрах и 1 в  $U$ -фильтре (антивспышка 1992 г. с  $\Delta U \approx -1.3$ ). Наиболее примечательными в табл.1 являются: а) очень красные цвета вспышек ( $\approx 2.0^m$  для всех трех цветов, см. также рис.4 в [ИГ]) и б) обратное распределение амплитуды вспышек ( $\Delta R : \Delta V : \Delta B : \Delta U \approx 1.8 : 1.0 : 0.3 : -1.3$ ). Такая двойная «окрашенность» («красные цвета» и «красный максимум») вполне оправдывает название «красные вспышки» для наблюдавшихся у IX Ori вспышек 1992–1993 гг.

### 3. Статистика и свойства красных вспышек

Две красные вспышки, похожие на вспышки у IX Ori, наблюдались Закировым [4, 5] у затменной двойной FF Ori (B8V + F0 IV-III,  $P = 1.8105$  дня) во время ее  $UBVR$ -мониторинга: первая вспышка — 26 октября 1991 г. (JD 2448556, одно наблюдение), вторая — 22 октября 1992 г. (JD 2448918, восемь наблюдений). Обе вспышки FF Ori лежат вблизи главного минимума в интервале фаз 0.001–0.025  $P$  (63 мин.). Вспышки наблюдались только в  $R$ -фильтре, в остальных фильтрах

Таблица 1: Амплитуды и цвета красных вспышек IX Oph.

JDH24..	$\Delta U$	$\Delta B$	$\Delta V$	$\Delta R$	$U - B$	$B - V$	$V - R$
48863.1799	–	0.231	0.936	1.822	–	1.906	1.994
48863.1853	–1.252	0.220	0.951	1.827	2.121	1.932	1.984
48863.2271	–	0.252	1.022	1.869	–	1.971	1.955
49196.3041	–	0.303	0.939	1.791	–	1.943	2.014
<i>Average</i>	–1.3	0.25	0.96	1.83	2.1	1.94	1.99

синхронных изменений блеска не обнаружено. Максимальная амплитуда вспышек составила  $\Delta R \approx 0.1^m$ . В цвете ( $V - R$ ) во время обеих вспышек наблюдалось покраснение: цвет вблизи главного минимума ( $V - R$ )  $\approx 0.25^m$ , средний цвет во время вспышек составлял ( $V - R$ )  $\approx 0.31^m$  (см. табл. 3 и 5 из [5]).

Закиров [5] упоминает также вспышку на UU CrB [6]: звезда F8, вспышка 21.05.1980 (JD 2444381), продолжительность  $\gtrsim 40$  мин, обратное («красное») распределение амплитуд  $\Delta I_K : \Delta V = 0.30 : 0.05$ . Цвета вспышки на UU CrB сложно сравнивать с цветами вспышек на FF Ori и IX Oph, так как она наблюдалась в 2 разных фотометрических системах.

Из вышеизложенного можно заключить, что имеются независимые наблюдательные подтверждения, свидетельствующие о новом виде вспышек на звездах — красные вспышки. Имеющаяся статистика включает 3 объекта и 5 наблюдавшихся вспышек на них (в скобках): UU CrB (1), FF Ori (2), IX Oph (2). Красные вспышки заметно отличаются от (ультрафиолетовых) вспышек dM-звезд типа UV Cet. Отличительные особенности красных вспышек: 1) наблюдаются у звезд типа F-K (системы FF Ori и IX Oph включают F-K гиганты), 2) «медленные» вспышки с длительностями  $> 30$  минут, 3) имеют обратное распределение амплитуд («красный максимум» у всех 3 объектов, U-антивспышка на IX Oph), 4) имеют красные цвета (FF Ori и IX Oph).

По оценкам авторов, наблюдавших красные вспышки на звездах UU CrB и FF Ori, их энергетика составляла  $7 \times 10^{35}$  и  $10^{36}$  эрг, соответственно. Эти оценки близки к типичным энергиям UV Cet вспышек. Оценка энергии красных вспышек на IX Oph затруднена тем, что (в результате пересмотра статуса звезды, см. [7]) сильно неопределенными оказались оценки расстояния до системы (они варьируются от 1 до 9 кпк). Оценка абсолютной величины  $M_V = +0.6$ , приведенная

в [2] для нормального K1 III компонента в системе IX Oph, позволяет определить нижний предел энергии вспышки. При амплитуде  $\sim 2^m$  и продолжительности  $\sim 1$  часа нижний предел энергии красной вспышки на IX Oph будет  $\gtrsim 10^{39}$  эрг. Полученная оценка на 3 порядка превосходит типичную энергию UV Cet вспышек.

#### 4. Заключение

Ниже изложены три основных заключения работы:

1) Во время планового *UBVR* фотометрического мониторинга в системе IX Oph в 1992–1993 гг. наблюдались необычные красные вспышки: «медленные» вспышки с «красным» максимумом  $\Delta R \approx 1.8^m$ , с обратным («красным») распределением амплитуд вспышек  $\Delta R > \Delta V > \Delta B > \Delta U$ , с антивспышкой в *U* ( $\Delta U \approx -1.3$ ) и с красными цветами ( $U - B \approx (B - V) \approx (V - R) \approx 2.0^m$ ).

2) Собрана статистика событий: она включает 3 объекта (UU CrB, FF Ori, IX Oph) и 5 наблюдавшихся у них красных вспышек (1, 2 и 2, соответственно).

3) По набранной выборке красных вспышек описаны их основные наблюдаемые свойства. Сделано заключение о наличии нового вида вспышечной активности на звездах — красные вспышки.

#### Список литературы

1. G. H. Herbig and K. R. Bell, *Third Catalog of Emission-Line Stars of the Orion Population : 3 : 1988* (1988).
2. G. H. Herbig, *AJ*, **130**, 815, 2005.
3. W. Herbst and V. S. Shevchenko, *AJ*, **118**, 1043, 1999.
4. M. M. Zakirov, *IBVS*, **3925**, 1993.
5. M. M. Zakirov, *Astron. Lett.*, **22**, 593, 1996.
6. E. C. Olson, *IBVS*, **1825**, 1980.
7. M. A. Ibrahimov and K. N. Grankin, *INASAN Proc.*, **4**, 192, 2019.

## Фуор V1057 Cyg: блеск, цвета и квазипериоды в 1983–2003 гг.

Ибрагимов М.А.<sup>1</sup>, Гранкин К.Н.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия*

Проведен фотометрический и периодограммный анализ данных оптического мониторинга фуора V1057 Cyg в 1983–2003 гг. В результате обнаружено раздвоение («вилка») на диаграммах цвет-величина и установлен эффект увеличения периодов у V1057 Cyg. Оба обнаруженных свойства являются новыми и важными для понимания феномена фуора. Обнаруженные фотометрические особенности хорошо коррелируют с наблюдаемой спектральной эволюцией. Они позволяют естественным образом объяснить основные спектральные изменения V1057 Cyg. Для интерпретации обнаруженных фотометрических особенностей предложена гипотеза самостветящегося изогнутого диска.

## FUor V1057 Cyg: brightness, colors and quasi-periods in 1983–2003

Ibrahimov M.A.<sup>1</sup>, Granikin K.N.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Crimean Astrophysical Observatory of the RAS, Nauchnyy, Russia*

Photometric and periodogram analysis of 1983–2003 optical monitoring data of FUor V1057 Cyg was carried out. As a result, a splitting (“fork”) on the color-magnitude diagrams was found and an effect of the period increasing for V1057 Cyg was discovered. Both found features are new ones and believed to be important to understand FUor phenomenon. Found photometric features are well-correlated with observed spectral evolution. They allow to explain main spectral changes of V1057 Cyg in natural sense. Hypothesis of a self-luminous warped disk is proposed to account for the photometric features found.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.032

### 1. Введение

Классический фуор V1057 Cyg является самым динамично эволюционирующим фуором в постфуорной стадии. Наиболее полный и развернутый обзор эволюции его спектроскопических свойств проведен в работе [1]. В этой же работе дано детальное сопоставление и проведен

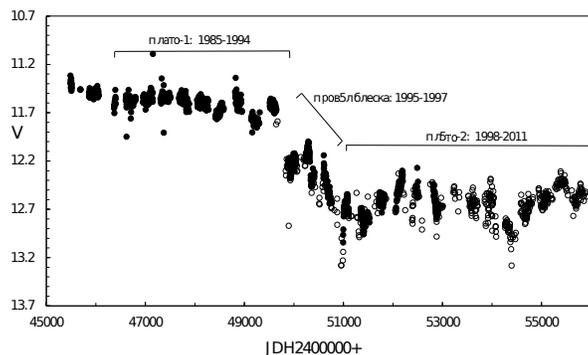


Рис. 1:  $V$ -кривая блеска V1057 Cyg по майданакским данным (1983–2003, заполненные кружки) и данным из работы [2] (1994–2011, пустые кружки).

критический анализ между двумя конкурирующими моделями фуоров — моделью самосветящегося аккрецирующего диска (НК-модель) и моделью быстрого ротатора с горячей хромосферой и оболочкой (НР-модель). Наиболее полный и развернутый анализ фотометрической эволюции V1057 Cyg в оптическом и ближнем ИК-диапазонах за 25-летний период 1985–2011 гг. приведен в работе [2].

В настоящей работе обсуждаются оптические фотометрические наблюдения V1057 Cyg, проведенные в течение 21 года на Майданакской обсерватории АИ АН РУз. Эти данные уже анализировались (конспективно) в работе [3]. В свете результатов, полученных в двух первых цитированных работах, имеется необходимость провести новый, более развернутый и детализированный анализ майданакских наблюдений V1057 Cyg.

## 2. Особенности в поведении блеска и цветов

Майданакский фотоэлектрический UBVR мониторинг V1057 Cyg проводился в 1983–2003 гг. Описание этих данных приведено в [3]. На рис. 1 приведена майданакская  $V$ -кривая блеска V1057 Cyg, к которой добавлены  $V$ -наблюдения 1994–2011 гг. из работы [2].

Майданакские наблюдения охватывают наиболее интересный период постфуорной стадии V1057 Cyg. Он включает: а) «плато-1» (1985–1994), б) резкое ослабление блеска в 1995 г., сопровождавшееся монотонным ослаблением в 1996–1997 гг., и в) «плато-2» (начавшаяся в 1998 г. стабилизация блеска).

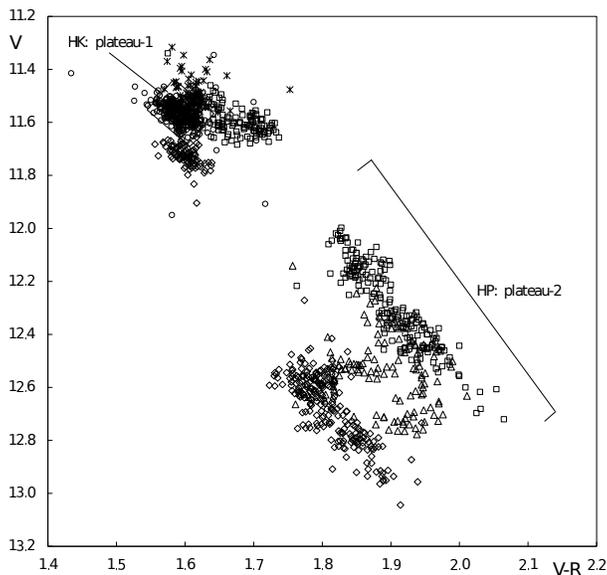


Рис. 2: Диаграмма цвет-величина ( $V, V - R$ ) по майданакским данным 1983–2003 гг. (пояснения в тексте).

На рис. 2 приведена диаграмма ( $V, V - R$ ) для *V1057 Cyg* (VR-CMD). Обозначения для разных лет наблюдений следующие: звездочки — 1983–1984 (до плато-1); кружочки — 1985–1990 (плато-1); квадратики — 1992, 1994, 1995, 1996, 2001 гг. (раздвоение и «красная» ветвь плато-2); ромбики — 1991, 1993, 1998, 1999, 2000, 2002 (раздвоение и «синяя» ветвь плато-2); треугольники — 1997 и 2003 гг. (переходы между ветвями). Разрыв (пустая область) между данными соответствует провалу в блеске 1995 г.

Использованные обозначения позволяют выявить замечательную (и никем ранее не отмечавшуюся) особенность на VR-CMD: если в первые 6 лет 1985–1990 гг. (плато-1) данные укладываются в компактный кружок значений ( $V, V - R$ ) с разбросом  $\lesssim 0.1^m$  по обеим осям, то с 1991 г. начинается необычный (и не отмечавшийся ранее для звезд в стадии до главной последовательности) процесс раздвоения VR-CMD («вилка» VR-CMD). Раздвоение (за исключением 1997 и 2003 гг.) наблюдалось до конца мониторинга в течение 13 лет 1991–2003 гг. В результате раздвоения на VR-CMD хорошо прописались

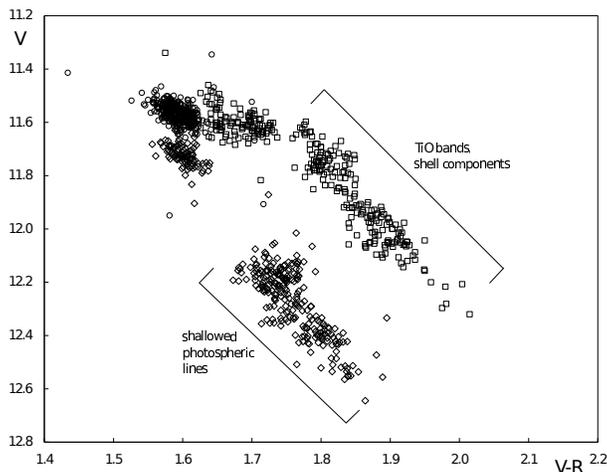


Рис. 3: «Вилка» на диаграмме цвет-величина ( $V, V - R$ ).

красный (повыше) и синий (пониже) зубцы вилки и очертились переходы между ними 1997 и 2003 гг. Для усиления «эффекта вилки» на рис. 3 приведена та же VR-CMD, из которой исключены 1983–1984 (до плато-1), 1997 и 2003 гг. (переходы) и проведена коррекция за провал в блеске (значения  $V$  и  $V - R$  смещены на  $-0.4^m$  и  $-0.05^m$ , соответственно).

Аналогичное поведение (компактный кружок значений 1985–1990 гг. и последующее раздвоение в 1991–2003 гг.) прослеживается также для комбинации ( $B, B - V$ ). Но здесь раздвоение не такое структурированное, как на VR-CMD, и по форме напоминает наклоненную букву «Z» — также имеются два зубца вилки, но пространство между ними (в отличие от VR-CMD) хорошо заполнено данными. Для комбинации ( $U, U - B$ ) не удается проследить какой-либо структуры, поскольку майданакские  $U$ -наблюдения после провала блеска и на плато-2 немногочисленны и эпизодичны.

Попытки использовать цвета из [2] для уточнения магнитудных показателей и временной шкалы эволюции вилок, к сожалению, не дали результата. Между майданакскими цветами и цветами из [2] имеется заметная и нерегулярная систематика (см. также рис. 14 в [1]).

По майданакским данным за 1995–2003 гг. (провал в блеске и плато-2) был проведен периодограммный анализ. Для исключения крупномасштабного тренда (его амплитуда превышает  $0.8^m$  и затрудняет

поиски периодов с меньшими амплитудами) была проведена сплайн-интерполяция 9-летнего ряда и его детрендрование. В результате этого «рабочая» амплитуда ряда уменьшилась до  $0.4^m$  (максимальная составляет  $0.6^m$ ). Поиск периодов по детрендрованным данным проводился двумя методами — Ломба-Скарли [4], [5] и методом минимизации фазовой дисперсии [6]. Периоды определялись как по всему ряду, так и по выделенным парам соседних годов. Пары годов выбирались в соответствии с их положением на красном и синем зубцах вилки VR-CMD. В «красную пару» вошли 1995–1996 гг., в «синюю пару» — 1998–1999 гг. В результате обнаружены следующие наиболее вероятные периоды: по всему ряду — 156.3, по красной паре годов — 144.9, по синей паре — 138.9 дня. Результирующие фазовые кривые приведены на рис. 4.

Таким образом, в колебаниях блеска V1057 Суг в период 1995–2003 гг. обнаруживается квазипериодичность с характерным временем 135–155 дней. Ранее в работе [3] сообщалось о периоде  $14 \pm 0.2$  дня в 1989 г. (плато-1). Сравнение наших результатов и [3] приводит к заключению, что в 10-летний интервал с конца 1980-х (плато-1) до конца 1990-х гг. (плато-2) произошло увеличение периодов на порядок с  $\sim 15$  до  $\sim 150$  дней. А результаты работы [2] позволяют заключить, что увеличение периодов продолжалось и в следующий 10-летний интервал: в 2001–2011 гг. период V1057 Суг составлял 523 дня.

### 3. Интерпретация новых фотометрических свойств

Три особенности в фотометрическом поведении V1057 Суг в интервале 1980–2010 гг. являются наиболее примечательными. Первая (о ней сообщалось ранее [1, 3]) — амплитуда переменности между плато-1 и плато-2 возросла в несколько раз (см. рис. 1). Две другие особенности обнаружены в настоящей работе. Вторая состоит в том, что на диаграммах цвет-величина появляется раздвоение («вилка»). Третья особенность в том, что квазипериоды колебаний блеска увеличиваются на 1–1.5 порядка в следующем темпе: в первое 10-летие с конца 1980 до конца 1990 гг. периоды увеличились с  $\sim 15$  до  $\sim 150$  дней (майданакские данные), а в следующее 10-летие в 2000–2010 гг. период увеличился до  $\sim 500$  дней (данные [2]).

Обнаруженное раздвоение позволяет естественным образом объяснить спектральные изменения между НК- и НР-данными. Рис. 2 это наглядно поясняет. Основные НК-наблюдения проводились на плато-1, когда объект (фотометрически) был в едином компактном состоянии. Основные НР-наблюдения получались на плато-2, когда объект

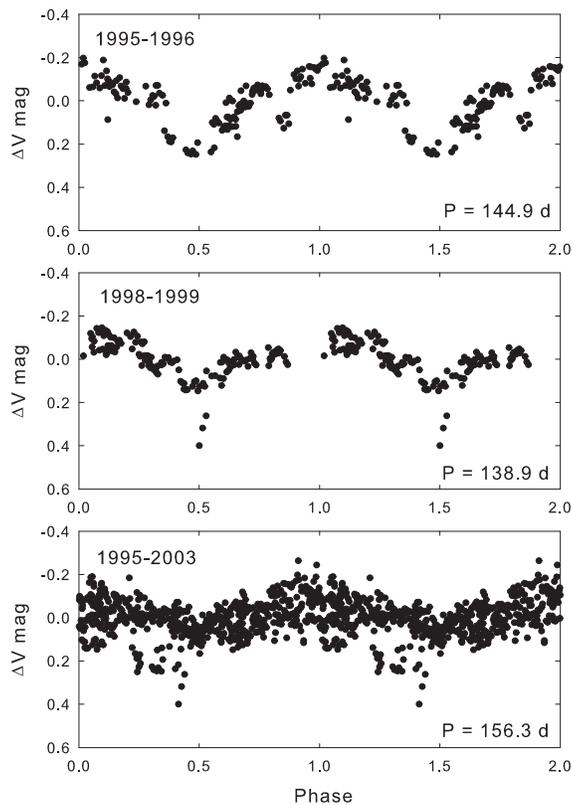


Рис. 4: Фазовые кривые 1995–2003 гг. с найденными квазипериодами: верхняя панель с «красной парой», средняя панель с «синей парой» годов и нижняя панель для всего 9-летнего ряда.

был (фотометрически) раздвоен и разные годы наблюдений приходились на разные зубцы вилки. В подтверждение этого на рис. 3 обозначены основные спектральные особенности, обнаруженные в НР-наблюдениях ([1], стр. 595). Видно, что они расположены на разных зубцах вилки и органично коррелируют с раздвоением. Что касается увеличения периодов у V1057 Cyg, то его можно считать надежно установленным фактом, поскольку оно независимо подтверждается разными группами исследователей ([2, 3], настоящая работа).

Все три особенности вместе взятые — увеличение периодов, сопровождавшееся увеличением амплитуды переменности и появлением

вилки на диаграммах цвет-величина, — являются важными и требующими интерпретации эффектами. Интуитивно, указанные особенности легче интерпретировать в рамках НК-подхода (самосветящийся диск), если в него добавить представление о наличии неоднородности на диске и ее радиальном перемещении наружу. В качестве рабочей гипотезы можно предположить наличие изгиба во внутренней части диска (warped disk) и распространение этого изгиба наружу. Модель включает основной диск с одним наклоном и (внутри его) изогнутый диск с другим наклоном. Вращательная модуляция такого двухкомпонентного диска естественным образом объясняет появление раздвоения на диаграмме цвет-величина (вращение + разница в наклоне). Если к вращательной модуляции добавить распространение изгиба наружу, то так же естественно объясняется увеличение периодов (замедление вращения по третьему закону Кеплера) и увеличение амплитуды (увеличение светящейся площади изогнутого диска и рост температурного контраста между дисками).

В заключение отметим, что идея наблюдательного проявления изогнутого диска (теоретически) уже рассматривалась в литературе (напр. [7]) и что изогнутые диски уже реально наблюдаются (напр. [8]).

#### 4. Заключение

В результате анализа данных майданакского оптического фотометрического мониторинга 1983–2003 гг. для фуора V1057 Cyg: 1) обнаружено раздвоение («вилка») на диаграммах цвет-величина, 2) установлен эффект увеличения периодов, оценены его количественные и временные характеристики. Оба обнаруженных свойства являются новыми и важными для понимания феномена фуора. Обнаруженные фотометрические особенности находятся в согласии и хорошо коррелируют со спектральной НК/НР-эволюцией. Показано, что обнаруженные фотометрические особенности позволяют естественным образом объяснить и согласовать НК/НР-спектральные особенности. Для объяснения обнаруженных фотометрических особенностей предложено дополнить НК-модель представлением об изогнутом диске, возникающим и эволюционирующим внутри основного диска.

#### Список литературы

1. G. H. Herbig, P. P. Petrov, and R. Duemmler, *ApJ*, **595**, 384, 2003.
2. E. N. Kopatskaya, E. A. Kolotilov, and A. A. Arkharov, *MNRAS*, **434**, 38, 2013.

3. C. Clarke, G. Lodato, S. Y. Melnikov, and M. A. Ibrahimov, *MNRAS*, **361**, 942, 2005.
4. N. R. Lomb, *Ap&SS*, **39**, 447, 1976.
5. J. D. Scargle, *ApJ*, **263**, 835, 1982.
6. R. F. Stellingwerf, *ApJ*, **224**, 953, 1978.
7. C. J. Nixon and J. E. Pringle, *MNRAS*, **403**, 1887, 2010.
8. N. Sakai, T. Hanawa, Y. Zhang, A. E. Higuchi, S. Ohashi, Y. Oya, and S. Yamamoto, *Nature*, **565**, 206, 2019.

# Тесные двойные звезды и околозвездные диски

## Термоядерные вспышки звезд AM CVn

Юнгельсон Л.Р.<sup>1</sup>, Пьерсанти Л.<sup>2</sup>, Торнамбе А.<sup>3</sup>,  
Кристалло С.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Обсерватория Абруццо НИА, Терамо, Италия*

<sup>3</sup>*Римская обсерватория НИА, Монте Порцио Катоне, Италия*

Рассмотрена начальная стадия эволюции звезд типа AM CVn с донорами — белыми карликами (БК), сопровождающаяся термоядерными вспышками в слое аккрецированного He. Показано, что аккреция не приводит к детонации He и аккреторы в системах AM CVn завершают эволюцию как массивные БК. Впервые показано, что в ходе вспышек возможен синтез богатых нейтронами изотопов, инициированный реакцией  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ .

### Thermonuclear outbursts of AM CVn stars

Yungelson L.R.<sup>1</sup>, Piersanti L.<sup>2</sup>, Tornambé A.<sup>3</sup>, Cristallo S.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*INAF-Osservatorio Astronomico d'Abruzzo, Teramo, Italy*

<sup>3</sup>*INAF-Osservatorio Astronomico di Roma, Monte Porzio Catone, Italy*

We consider initial stage of the evolution of AM CVn type stars with white dwarf donors, which is characterized by thermonuclear explosions in the layer of accreted He. It is shown that accretion never results in detonation of He and accretors in AM CVn stars finish their evolution as massive WD. We found, for the first time, that in the outbursts the synthesis of *n*-rich isotopes, initiated by reaction  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ , becomes possible.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.033

### 1. Введение

Звезды типа AM CVn — малочисленные ( $\simeq 60$  объектов [1]) катаклизмические переменные звезды (КП) с донорами — гелиевыми белыми карликами (БК) или маломассивными гелиевыми звездами (см. [2]). Ниже рассматриваются звезды первого типа. Их эволюция определяется потерей момента импульса при излучении гравитационных волн [3]. Непосредственно после формирования скорость потери вещества донорами может достигать  $\sim 10^{-5}M_{\odot}/\text{год}$ , затем она понижается до  $\sim 10^{-11}M_{\odot}/\text{год}$  [2]. В зависимости от скорости аккреции  $\dot{M}_a$  у аккрецирующего гелий СО БК может сформироваться протяженная оболочка (если  $\dot{M}_a$  превышает скорость стационарного горения He), гореч-

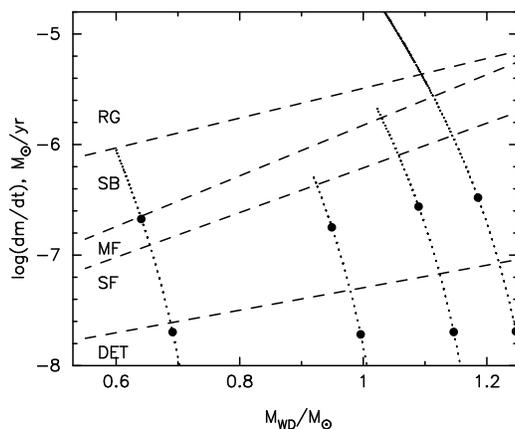


Рис. 1: Режимы горения в слое аккрецированного He в зависимости от массы CO аккректора  $M_{WD}$  и скорости аккреции  $\dot{M}_a$  [5]. Штриховыми линиями отмечены границы зон, в которых происходит детонация (DET), сильные (SF) и слабые (MF) вспышки, стационарное горение He (SB). В области диаграммы RG у БК формируются протяженные оболочки. Пунктирными линиями показаны треки звезд, эволюция которых рассмотрена в статье. Точки на треках соответствуют возрасту системы  $10^5$  и  $10^6$  лет.

ние He в оболочке может быть стационарным, происходить в режиме квази-циклических слабых или сильных (сопровождающихся выбросом вещества) термоядерных вспышек и, наконец, возможна детонация He, приводящая к явлению масштаба Сверхновой [4]. На рис. 1 показана зависимость режимов горения He от  $M_{WD}$  и  $\dot{M}_a$  [5]. Вспышки сопровождают наиболее ранние стадии эволюции звезд AM CVn. Нами исследованы вспышки на аккректорах звезд AM CVn и сопровождающий их нуклеосинтез [6, 7]. Рассмотрены звезды с исходными  $(M_a + M_d) = (0.6 + 0.17)$ ,  $(0.92 + 0.15)$ ,  $(1.02 + 0.20)$  и  $(1.02 + 0.30)M_\odot$ . Такие массы характерны для известных разделенных двойных БК, возможных предшественников звезд AM CVn (см. [6]) и согласуются с моделью популяции звезд AM CVn [2].<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Далее мы будем различать модели по начальным массам компонентов.

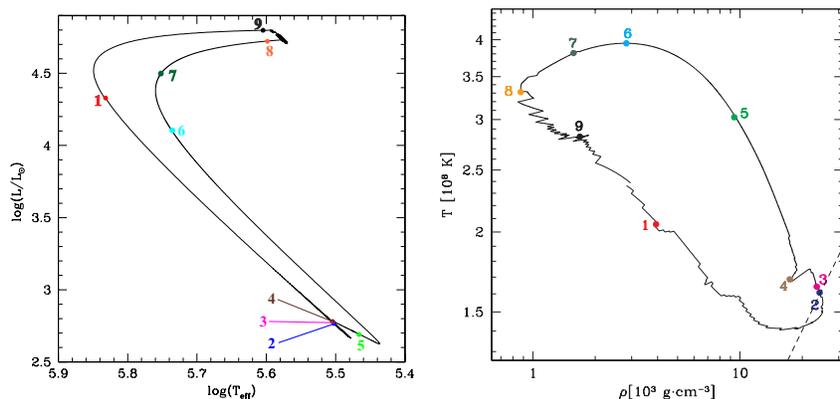


Рис. 2: Слева — эволюционный трек БК во время вспышки. Справа — эволюция плотности и температуры в зоне горения He. 1 — возобновление аккреции после предшествующей вспышки,  $t_{9-1} = 28$  лет; 2 — возгорание He,  $t_{1-2} = 870$  лет; (2–3) — рост энерговыделения,  $t_{2-3} = 5.93$  года; (3–4) — термоядерная вспышка, формирование конвективной зоны,  $t_{3-4} = 214$  сут.; 5 — достижение конвективной зоной максимальной протяженности,  $T \approx 3 \cdot 10^8$  К, активация реакции  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ , начало синтеза богатых нейтронами изотопов,  $t_{4-5} = 314$  сут.; 6 — максимум температуры в зоне горения ( $3.8 \cdot 10^8$  К),  $t_{5-6} = 7.5$  сут.; (6–8) — выгорание  $^{22}\text{Ne}$ ,  $t_{6-8} = 3.57$  года; (8–9) — заполнение полости Роша,  $t_{8-9} = 8.63$  года.

## 2. Результаты расчетов

**Эволюция.** Алгоритм расчетов  $\dot{M}_d$  описан в [2]. Эволюция аккректоров рассчитывалась по одномерной эволюционной программе FUNS [8]. В сетке ядерных реакций учитывалось около 700 изотопов от  $^1\text{H}$  до  $^{210}\text{Bi}$ , связанных  $\simeq 1000$  реакций [9]. Расширение БК при вспышках ограничивалось заполнением полости Роша. Предполагалось, что избыточное вещество, теряется из системы с удельным моментом БК.

Аккреция сопровождается выделением гравитационной энергии, которое препятствует охлаждению БК. Нагревание карлика приводит к возгоранию He. Поскольку в зоне горения He вещество вырождено, происходит термоядерная вспышка. Лучистый перенос не может обеспечить отвод энергии и возникает конвективная зона, распространяющаяся относительно точки возгорания He как вглубь карлика, так и наружу. Конвекция отводит энергию из зоны горения и подмешивает

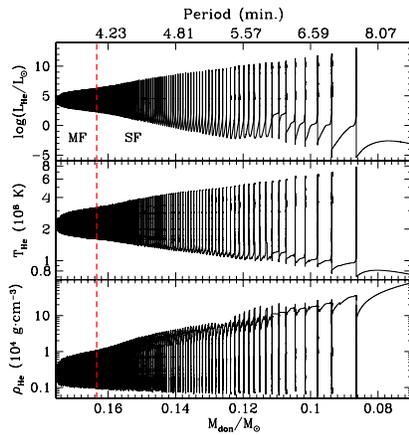
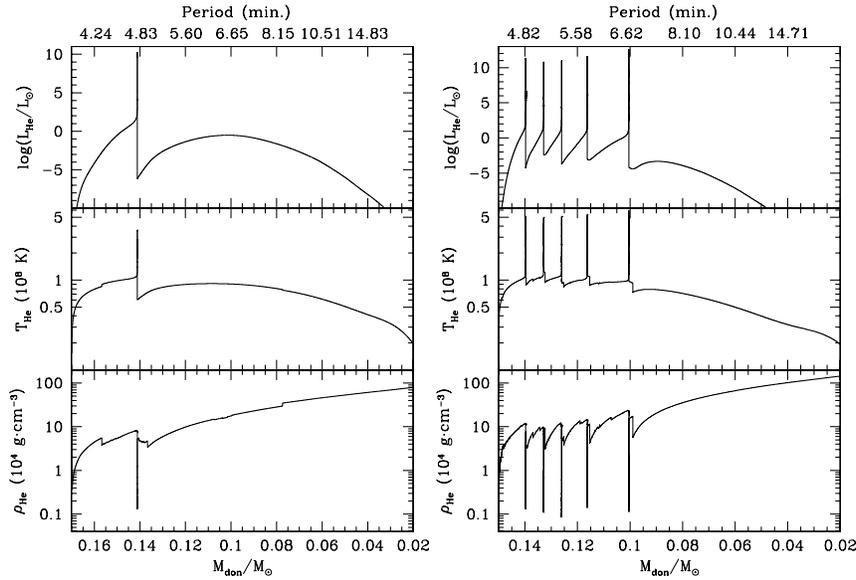


Рис. 3: Характеристики зоны горения He на стадии вспышек в зависимости от массы донора для систем (слева направо)  $(0.60 + 0.17)M_{\odot}$ ,  $(0.92 + 0.15)M_{\odot}$ ,  $(1.02 + 0.30)M_{\odot}$ . Приведены (сверху вниз) светимости, температура и плотность в зоне горения. Для системы  $(1.02 + 0.30)M_{\odot}$  штриховой линией показана граница между слабыми (MF) и сильными (SF) вспышками. Вдоль верхней оси абсцисс отмечены орбитальные периоды звезд.

в нее «свежее» вещество, стимулируя горение. Этот процесс сопровождается ростом радиуса БК, приводящим к заполнению полости Роша и выбросу обогащенного продуктами горения вещества в МЗС.

Развитие типичной сильной вспышки показано на рис. 2.

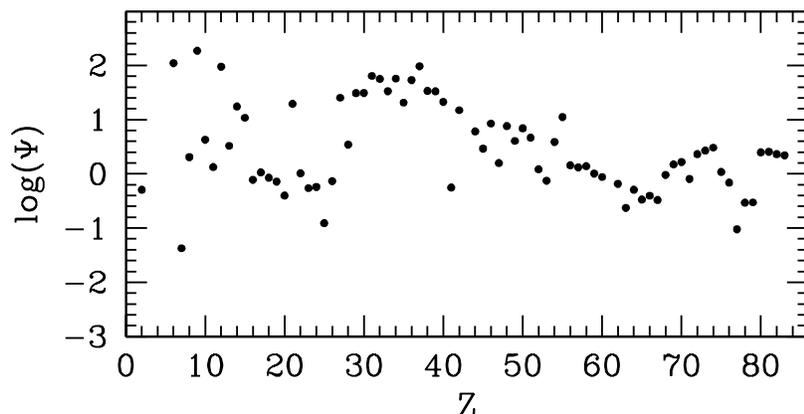


Рис. 4: Фактор обогащения вещества, выброшенного системой  $(1.02 + 0.3)M_{\odot}$  в МЗС за время сильных вспышек.

На рис. 3 приведены характеристики слоя горения He для трех моделей. В системе  $(0.60 + 0.17)M_{\odot}$  происходит одна слабая вспышка через  $5 \cdot 10^4$  лет после начала аккреции и накопления  $0.03M_{\odot}$  He. После вспышки в течение  $\simeq 2.5 \cdot 10^4$  лет выделение гравитационной энергии преобладает над охлаждением, но затем из-за уменьшения  $\dot{M}_d$  температура в слое He начинает падать, вспышки более не происходят, эволюция заканчивается формированием СО БК с массивной оболочкой из He. В системе  $(0.92 + 0.15)M_{\odot}$  первая вспышка происходит через 24000 лет после начала аккреции и накопления  $0.01M_{\odot}$  He. Она оказывается «сильной», т.к.  $\dot{M}_a$  мала (рис. 1) и степень вырождения вещества к моменту начала вспышки выше, чем в остальных рассмотренных системах. Затем происходят еще 4 вспышки. Интервал времени между вспышками и их мощность постепенно увеличиваются из-за падения  $\dot{M}_a$ . Эволюция заканчивается так же, как в случае системы  $(0.60 + 0.17)M_{\odot}$ . В системе  $(1.02 + 0.30)M_{\odot}$  непосредственно после контакта  $\dot{M}_a$  превышает скорость стационарного горения He, но избыток вещества всего  $\simeq 0.01M_{\odot}$  и влиянием общей оболочки можно пренебречь. Все более мощные вспышки начинаются через 120 лет после контакта. Происходят 50 слабых и 87 сильных вспышек. Эффективность удержания вещества уменьшается от 1 до 0. После 87-й сильной вспышки  $M_a \approx 1.1M_{\odot}$ ,  $M_d \approx 0.07M_{\odot}$ . Далее аккреция не приводит к вспышкам, формируется массивный БК.

**Нуклеосинтез.** Во время сильных вспышек горения He возникают условия для *промежуточного процесса захвата нейтронов* («*i-процесс*»), происходящего при их концентрации  $n_n \approx (10^{14} - 10^{16}) \text{ cm}^{-3}$  [10]. До последнего времени *i-процесс* связывался с поздними звездами AGB или post-AGB, гипотетическими «быстро аккрецирующими БК». Как источник нейтронов рассматривалась реакция  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ , происходящая при вырыске протонов во время вспышки горения He в горячие конвективные зоны, богатые He и C, что приводит к возникновению областей с высокой концентрацией нейтронов. Так как в звездах AM CVn БК аккрецируют вещество, не содержащее водород,  $^{13}\text{C}$  не синтезируется. Но как показывает рис. 3, уже на стадии слабых вспышек температура в зоне горения He достигает  $3 \cdot 10^8 \text{ K}$ , а на стадии сильных вспышек —  $10^9 \text{ K}$ . В таких условиях активируется реакция  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ , которая является источником нейтронов для *i-процесса*, приводящего к образованию изотопов вплоть до стабильного  $^{208}\text{Pb}$ .

При вспышках БК теряет вещество с измененным химическим составом. Последний можно охарактеризовать фактором  $\Psi = N_{\text{el}}/N_{\text{ISM}}$ , где  $N_{\text{el}}$  и  $N_{\text{ISM}}$  — относительные концентрации определенного элемента в потерянном звездой веществе и МЗС. В качестве иллюстрации, на рис. 4 приведена величина  $\Psi$  для вещества, потерянного системой  $(1.02 \pm 0.30)M_{\odot}$  во время вспышек. Всего системой были выброшены в МЗС  $0.051M_{\odot}$  вещества с химическим составом аккретора и  $0.052M_{\odot}$  вещества с повышенным содержанием  $\alpha$ -элементов и богатых нейтронами изотопов.

### 3. Заключение

Звезды AM CVn с донорами-БК испытывают менее 100 вспышек в первые  $\sim 10^5$  лет существования. Частота формирования этих звезд  $\sim 10^{-3}$  в год [2]. Вспышки происходят преимущественно на наиболее массивных БК, поэтому можно грубо оценить, что в Галактике насчитываются  $\sim 10$  звезд AM CVn, испытывающих термоядерные вспышки.

Даже у наиболее массивной из исследованных систем не произошла «последняя», динамическая вспышка, разрушающая карлик. Поэтому, по крайней мере в рамках наших предположений, гипотетические оптические транзиенты SN Ia [11] не реализуются.

Нами впервые найдено, что во время вспышек горения аккрецированного He может происходить ядерный *i-процесс*, инициируемый реакцией  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ , который обычно ассоциируется с массивны-

ми звездами. В химической эволюции Галактики редкие звезды AM CVn не играют роли. Но этот феномен показывает, что в недрах звезд могут протекать ядерные процессы, скрытые от наблюдателей.

### Список литературы

1. G. Ramsay, M. J. Green, T. R. Marsh, T. Kupfer, et al., *A&A*, **620**, A141, 2018.
2. G. Nelemans, S. F. Portegies Zwart, F. Verbunt, and L. R. Yungelson, *A&A*, **368**, 939, 2001.
3. B. Paczyński, *Acta Astronom.*, **17**, 287, 1967.
4. K. Nomoto, *ApJ*, **253**, 798, 1982.
5. L. Piersanti, A. Tornambé, and L. R. Yungelson, *MNRAS*, **445**, 3239, 2014.
6. L. Piersanti, L. R. Yungelson, and A. Tornambé, *MNRAS*, **452**, 2897, 2015.
7. L. Piersanti, L. R. Yungelson, S. Cristallo, and A. Tornambé, *MNRAS*, **484**, 950, 2019.
8. O. Straniero, R. Gallino, and S. Cristallo, *Nuclear Physics A*, **777**, 311, 2006.
9. S. Cristallo, D. Karinkuzhi, A. Goswami, L. Piersanti, and D. Gobrecht, *ApJ*, **833**, 181, 2016.
10. J. J. Cowan and W. K. Rose, *ApJ*, **212**, 149, 1977.
11. L. Bildsten, K. J. Shen, N. N. Weinberg, and G. Nelemans, *ApJL*, **662**, L95, 2007.

## Разрушение звезды в ходе эволюции системы «звезда – черная дыра промежуточной массы»

Федорова А.В., Тутуков А.В.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Основным механизмом разрушения звезд вблизи сверхмассивных черных дыр (СМЧД) считается приливное разрушение в результате приближения звезды к СМЧД на критическое расстояние. В данной работе рассмотрен еще один возможный механизм — разрушение маломассивной звезды, образующей с СМЧД тесную двойную систему и приближающейся к ней в ходе эволюции. В этом случае решающее значение в процессе разрушения звезды играет облучение жестким излучением, возникающим при аккреции звездного вещества черной дырой. Численное моделирование показывает, что максимальная масса разрушающихся звезд растет с массой СМЧД. Для ЧД промежуточных масс  $10^3, 10^4, 10^5 M_{\odot}$  эта максимальная масса близка к 2, 4, 5  $M_{\odot}$ .

## Destruction of the star in the course of evolution of system star – intermediate-mass black hole

Fedorova A.V., Tutukov A.V.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Main mechanism of the destruction of a star in the close vicinity of a super-massive black hole (SMBH) is the tidal disruption, when the star moves along a parabolic orbit and reaches some critical distance to the SMBH. In this paper we consider one more mechanism of the star destruction, which takes place when the low-mass star forms the close binary system with SMBH and approaches SMBH in the course of system evolution. A decisive role in this process belongs to the effect of hard radiation of SMBH due to accretion of stellar matter. The more massive is the SMBH, the larger is maximal mass of disrupted stars. For intermediate-mass black holes with masses  $10^3, 10^4, 10^5 M_{\odot}$  this maximal mass is about 2, 4, 5  $M_{\odot}$ .

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.034

### 1. Введение

В настоящее время установлено, что в ядрах практически всех ярких галактик находятся сверхмассивные черные дыры (СМЧД), массы которых достигают  $\sim 10^6 - 10^{10} M_{\odot}$ , а светимости доходят до  $10^{14} L_{\odot}$

(см., например, [1, 2]). В ядрах шаровых звездных скоплений и в ядрах карликовых галактик могут располагаться ЧД промежуточных масс (ЧДПМ) с массами  $10^3 - 10^5 M_{\odot}$  [3, 4, 5], более многочисленнее, чем СМЧД. Если такие ЧД аккрецируют вещество с достаточной скоростью, то они являются источниками мощного рентгеновского излучения. В последнее время именно аккрецирующие ЧДПМ связываются с гипер-яркими источниками рентгеновского излучения HLX (hyperluminous X-ray sources) [6], рентгеновские светимости которых могут превосходить  $10^{41}$  эрг/с.

Представляет большой интерес и активно исследуется проблема эволюции звезд вблизи СМЧД и ЧДПМ. Такие черные дыры могут либо разрушать близкие звезды приливным образом, либо образовывать с ними тесные двойные системы (ТДС). Возможность образования таких ТДС подробно рассмотрена нами в работах [7, 8]. Их эволюция не раз изучалась численно, наиболее детальные исследования выполнены в работе [9]. Наши исследования [10, 7, 8] дополняют эту работу, поскольку в них учитывается облучение звезды-донора жестким излучением, возникающим при аккреции на черную дыру, а также исследуется начальная разделенная стадия эволюции, возможная для многих из таких систем.

Необходимо отметить, что изучение эволюции систем «звезда – ЧДПМ» осложнено тем, что на нее может влиять целый ряд неопределенных факторов, например, возможное наличие газа в области вблизи ЧДПМ, которое может привести к нестационарности звездной орбиты и дополнительному облучению звезды, возникающему при аккреции на ЧДПМ этого газа. Поэтому предпринятое в наших работах исследование двойных систем «звезда – ЧДПМ» выполняется только в рамках принятых нами ограниченных предположений и может лишь продемонстрировать некоторые возможные варианты их эволюции.

Метод расчета эволюции системы «звезда – ЧДПМ» детально изложен в [10, 7, 8]. Отметим здесь, что при учете облучения звезды-донора поглощение внешнего потока излучения в оболочке звезды рассчитывалось с помощью того же формализма, который используется при вычислении непрозрачности звездного вещества. Начальное расстояние звезды от ЧДПМ задавалось с помощью параметра  $D$ , представляющего собой начальную степень заполнения донором полости Роша и равного отношению радиуса звезды к среднему радиусу полости Роша.

На разделенной стадии эволюции системы конкурируют два основных процесса: обмен веществом в ходе аккреции черной дырой

вещества звездного ветра донора, увеличивающий большую полуось орбиты  $A$ , и излучение гравитационных волн (ИГВ), уменьшающее ее. Наши исследования показали, что в зависимости от  $D$ , массы ЧДПМ  $M_{\text{ВН}}$  и массы звезды  $M$ , возможны три типа эволюции системы «звезда – ЧДПМ». Первый тип, характерный для сравнительно маломассивных звезд, заканчивается разрушением звезды, обусловленным ее облучением. Второй тип эволюции может осуществляться для массивных звезд ГП, которые в начальный момент располагаются дальше от ЧДПМ, чем при первом типе эволюции. В этом случае массивная звезда в ходе эволюционного расширения заполняет свою полость Роша, после чего наступает этап интенсивного обмена веществом. Именно на этой фазе эволюции система «звезда – ЧДПМ» может проявлять себя как HLX. Численное моделирование [8] показывает, что для этого начальная масса звезды должна превышать  $\sim 10M_{\odot}$ . Большая полуось орбиты  $A$  увеличивается в ходе эволюции второго типа. Третий тип эволюции может осуществляться для массивных звезд ГП, находящихся в начальный момент еще дальше от ЧДПМ, чем при втором типе, а также для проэволюционировавших к начальному моменту массивных звезд. В этом случае звезда удаляется от ЧДПМ, вообще не заполняя свою полость Роша. Для эволюции второго и третьего типа решающую роль играет превращение звезды в красного гиганта во время нахождения ее в близкой окрестности ЧДПМ [10, 7].

В данной работе мы детально рассматриваем проблему разрушения звезды в результате эволюции системы «звезда – ЧДПМ». Это явление может представлять собой второй из возможных механизмов разрушения звезд вблизи СМЧД. Первый механизм — это приливное разрушение звезд, движущихся вблизи СМЧД по параболическим орбитам. Такое разрушение, согласно оценкам (см., например, [11]), происходит, если звезда, движущаяся по параболической орбите, подходит к СМЧД на критическое расстояние  $A$ , меньшее  $R(M_{\text{ВН}}/M)^{1/3}$ , где  $R$  — радиус звезды.

## 2. Результаты численного моделирования

Как показало выполненное нами численное моделирование для  $M_{\text{ВН}} = 10^3 - 10^5 M_{\odot}$  и звезд главной последовательности (ГП) с массами  $M = 1 - 50 M_{\odot}$ , разрушение звезды происходит в случае, когда непроэволюционировавшая и относительно маломассивная звезда, не имеющая сильного звездного ветра, оказывается в начальный момент достаточно близко к ЧДПМ. В ходе дальнейшей эволюции системы она будет приближаться к ЧДПМ под влиянием ИГВ. Решающее значе-

ние в процессе разрушения звезды играет облучение жестким излучением, возникающим при аккреции. Когда поток падающей на звезду энергии достигает определенной величины, это увеличивает потерю массы звездой, что, в свою очередь, ведет к усилению облучения, и процесс развивается лавинным образом.

Согласно результатам расчетов, для  $M_{\text{ВН}} = 10^3, 10^4, 10^5 M_{\odot}$  максимальная масса разрушающихся звезд близка соответственно к 2, 4, 5  $M_{\odot}$ . При этом разрушение происходит, если  $D \gtrsim 0.9$ . Орбитальный период системы на этой фазе близок к 10 часам. Отметим, что при  $D \lesssim 0.5$ , звезды этих масс уже не разрушаются, поскольку период в ходе эволюции таких систем увеличивается благодаря сильному звездному ветру звезды, успевшей в определенной степени проэволюционировать.

Особенности эволюции системы, заканчивающейся разрушением звезды, зависят от звездной массы. Например, для звезды с массой  $1 M_{\odot}$  разрушение начинается сразу после заполнения ею полости Роша и соответствующего быстрого увеличения темпа потери массы. Для более массивных звезд 2 – 5  $M_{\odot}$  ситуация другая: после заполнения ими полости Роша сначала имеет место фаза эволюции со сравнительно невысоким темпом обмена массой, и только при уменьшении  $A$  до определенной величины происходит увеличение степени облучения, приводящее к разрушению.

Продолжительность разрушения звезд в описываемых случаях сравнительно невелика. Интервал времени от начала быстрого увеличения  $\dot{M}$  до возрастания его на 3 порядка составляет несколько тысяч лет. При этом скорость роста  $\dot{M}$  увеличивается со временем. Дальнейшее увеличение  $\dot{M}$  происходит значительно быстрее — он возрастает на следующие 3–4 порядка приблизительно за интервал времени от 0.01 года до 1 года.

Кратко рассмотрим возможные проявления процесса разрушения звезды. Эволюция звезд в исследуемом нами случае в принципе похожа на судьбу звезд, пролетающих вблизи СМЧД по параболическим орбитам и разрушаемых приливными силами СМЧД после приближения на критическое расстояние. Однако картина разрушения в этих двух случаях может различаться. При движении звезды по параболической орбите образовавшийся газ имеет небольшие энергии связи, он образует струю, из которой впоследствии и формируется аккреционный диск [12]. А в случае, рассматриваемом в данной работе, энергия связи образовавшегося вещества порядка энергии связи вещества на круговой орбите, и поэтому можно ожидать формирования газового

тора [13]. Эти особенности формирования аккреционных потоков могут сказаться, например, на зависимости светимости черной дыры от времени в ходе аккреции вещества разрушенной звезды.

Проблема наблюдения вспышек, возникающих при разрушении звезд вблизи СМЧД, в настоящее время очень актуальна. Возможно, эпизоды разрушения звезд вблизи «спящих» СМЧД в центрах галактик уже наблюдались [14]. Например, имевшая место сравнительно недавно вспышка Swift J1644+57 была интерпретирована как результат приливного разрушения звезды вблизи СМЧД с массой в несколько миллионов солнечных масс [14]. По оценкам авторов указанной работы, в ходе этой вспышки темп аккреции черной дырой вещества разрушенной звезды мог более чем в 100 раз превосходить эддингтоновский предел.

В связи с вопросом о разрушении звезд вблизи СМЧД стоит также отметить, что в принципе существует возможность поглощения звезд черной дырой без существенного выделения лучистой энергии. Это может случиться, если еще до приливного разрушения (или до заполнения полости Роша звездой-спутником ЧД) звезда приблизится к СМЧД на расстояние, меньшее радиуса последней устойчивой орбиты в гравитационном поле ЧД. При таком поглощении звезда, вероятно, не будет разрушена, аккреция ее вещества на ЧД не будет иметь места, и это событие будет отмечено только вспышкой излучения гравитационных волн, предшествующей поглощению. Минимальная масса СМЧД, способной поглотить звезду до ее приливного разрушения либо до заполнения ею полости Роша, оценивается формулой:  $M_{\text{вн}} \sim 10^8 M^{-1/2} R^{3/2}$ . Например, звезда ГП с массой  $1 M_{\odot}$  может быть поглощена без вспышки излучения, если масса СМЧД превышает  $\sim 10^8 M_{\odot}$ . Для компактных звезд эта минимальная масса СМЧД существенно меньше. Для белых карликов солнечной массы она близка к  $\sim 10^5 M_{\odot}$ , а для нейтронных звезд — к  $\sim 5 M_{\odot}$ . Таким образом, естественно ожидать, что разрушение звезды, сопровождаемое вспышкой рентгеновского излучения, «доступно» только для СМЧД умеренных масс.

### 3. Заключение

Возможны по крайней мере два механизма разрушения звезд вблизи СМЧД. Первый из них — приливное разрушение звезд, и приближающихся к СМЧД на критическое расстояние. Второй — разрушение маломассивных звезд, приближающихся к черной дыре в ходе эволюции двойной системы звезда-СМЧД. Непосредственной причиной

разрушения в данном случае является облучение звезды жестким излучением, возникающим при аккреции, которое в определенных условиях приводит к лавинному увеличению темпа потери массы звездой. Для массивных ЧДПМ с массой  $10^5 M_{\odot}$  максимальная масса разрушающихся звезд может достигать  $5 M_{\odot}$ . Разрушение звезд вблизи СМЧД либо ЧДПМ — явление, которое может приводить к сильным вспышкам рентгеновского излучения в ходе аккреции черной дырой вещества разрушающейся звезды. Вероятно, в ходе такой аккреции светимость ЧДПМ на короткое время может достигать величины, характерной для квазаров. Для поиска наблюдаемых проявлений разрушения звезд в окрестности СМЧД необходим детальный анализ активности квазаров.

### Список литературы

1. L. H. Chao, W. H. Bian, and K. L. Huang, *Advances in Space Research*, **42**, 544, 2008.
2. C. L. Steinhardt and M. Elvis, *MNRAS*, **402**, 2637, 2010.
3. P. Amaro-Seoane and M. Freitag, *ApJL*, **653**, L53, 2006.
4. S. Umbreit, J. M. Fregeau, S. Chatterjee, and F. A. Rasio, *ApJ*, **750**, 31, 2012.
5. M. Mapelli, *MNRAS*, **376**, 1317, 2007.
6. I. Zolotukhin, N. A. Webb, O. Godet, M. Bachetti, and D. Barret, *ApJ*, **817**, 88, 2016.
7. A. V. Tutukov and A. V. Fedorova, *Astron. Rep.*, **61**, 663, 2017.
8. A. V. Tutukov and A. V. Fedorova, *Astron. Rep.*, **63**, 460, 2019.
9. N. Madhusudhan, S. Rappaport, P. Podsiadlowski, and L. Nelson, *ApJ*, **688**, 1235, 2008.
10. A. V. Tutukov and A. V. Fedorova, *Astron. Rep.*, **54**, 808, 2010.
11. L. E. Strubbe and E. Quataert, in B. M. Peterson, R. S. Somerville, and T. Storchi-Bergmann, eds., *Co-Evolution of Central Black Holes and Galaxies*, *IAU Symposium*, volume 267, 337–337 (2010).
12. M. J. Rees, *Nature*, **333**, 523, 1988.
13. J. K. Cannizzo, H. M. Lee, and J. Goodman, *ApJ*, **351**, 38, 1990.
14. E. Kara, J. M. Miller, C. Reynolds, and L. Dai, *Nature*, **535**, 388, 2016.

## К вопросу о «часовом механизме» в рентгеновской системе Her X-1=HZ Her

Карицкая Е.А.<sup>1</sup>, Бочкарев Н.Г.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ, Москва, Россия*

Представлен обзор наших работ, в которых модель дискретного перетекания вещества в рентгеновской двойной Her X-1, предложенная Кроса и Бойнтоном, получила дальнейшее развитие и интерпретируются различные наблюдательные факты.

## On the “clock-work” mechanism in X-ray binary Her X-1=HZ Her

Karitskaya E.A.<sup>1</sup>, Bochkaev N.G.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia*

We present a brief review of our papers on the X-ray binary Her X-1 where the Crosta and Boynton model of discrete mass transfer received its further development and various observational facts were interpreted.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.035

### 1. Введение

В последнее время возобновился интерес к проявлению у SS 433 «прецессионного» цикла  $P_{\text{пр}} = 35^d$  в оптическом диапазоне и его интерпретации дискретным перетеканием вещества. При этом выявилась тенденция забыть то, что было уже сделано. Поэтому мы проявили некоторую смелость сделать небольшой обзор наших работ по этому поводу. В 1980 г. вышла статья [1], в которой описывалась эмпирическая модель — так называемый «часовой» механизм передачи вещества второму компоненту, полученная на основе многолетних наблюдений рентгеновских дипов. Каждые  $0.81^d$  происходит истечение материи из оптической звезды. Причина — части звезды вблизи внутренней точки Лагранжа попадают в тень от прецессирующего аккреционного диска, закрывающего рентгеновское излучение от нейтронной звезды — пульсара, исчезает внешнее радиационное давление

$p_x$  на поверхность звезды, которое сдерживает истечение вещества. Накапливаемая до этого масса материи быстро стекает с оптической звезды. При выходе из затмения это давление опять запирает вещество. По нашим оценкам,  $p_x$  в  $\sim 1.5$  раза превосходит внутреннее  $p$  (сумма газового и лучевого давления) на уровне фотосферы (нагрев рентгевским излучением учитывался) [2]. Чаще всего в рентгеновских двойных это не так,  $p_x \ll p$  и перетекание начиналось бы при выходе из затмения. Сгусток материи при встрече с диском на его краю образует горячее утолщение — блоб, который сносится циркуляционным движением с периодом  $P_c = 15^h$  и постепенно релаксирует. При его попадании на луч зрения между наблюдателем и рентгеновским источником образуются предзатменные и аномальные дипы в рентгеновском диапазоне; этим же объясняются включения рентгеновского источника при орбитальных фазах  $\Phi = 0.3$  и  $0.7$ . Эта модель оказалась исключительно продуктивной и позволила нам объяснить множество наблюдательных фактов, которые, в свою очередь, стимулировали нас на дальнейшее ее развитие.

## 2. Фотометрические, поляриметрические и спектральные проявления

Орбитальная кривая блеска ( $P_{\text{orb}} = 1.7^d$ ) обусловлена нагревом оптической звезды рентгеновским излучением, а также взаимными затмениями звезды и аккреционной структуры (диска и вещества вокруг него), форма которой меняется с фазой  $P_{\text{gr}} = 35^d$ . Теоретический расчет этих кривых и сравнение с наблюдательными фотометрическими точками производился давно [3] и совсем недавно [4]. В среднем имеется хорошее согласие, однако иногда наблюдаются отдельные пички, накладывающиеся на кривые блеска, превышающие ошибку наблюдений. Эти пички объясняются взаимодействием сгустков материи с внешними частями аккреционного диска и образованием на нем блобов. В работе [5] нами оценена светимость блобов и их вклад в орбитальные кривые блеска в фильтрах  $UBV$ , хорошо согласующиеся с высотами пиков ( $\sim 0.3^m$  в  $B$ ,  $V$  и  $\sim 0.7^m$  в  $U$ ), которые при приближении к максимуму кривой блеска уменьшаются до  $\approx 0.15^m$ ,  $0.20^m$ , соответственно.

Исходя из механизма образования блобов, следует ожидать их формирование в определенные орбитальные фазы  $\Phi_D$ , зависящие от фазы  $\Psi$  35-дневного цикла, отсчитываемой от момента включения рентгеновского излучения:  $\Phi_D = \Phi_{D0} - \Psi$ ,  $\Phi_D = \Phi_{D0} - \Psi + 0.5$ , где  $\Phi_{D0}$  — орбитальная фаза появления первого блоба сразу после момента

включения Her X-1. Это хорошо подтверждается фазовой диаграммой  $\Psi$  от  $\Phi_D$  на рис. 1 из [5].

Во время затмения аккреционной структуры оптической звездой, почти точно в момент  $\Phi = 0$ , иногда наблюдаются ступеньки вверх [6] в  $U$ ,  $B$ ,  $V$  на  $\sim 0.1^m$  и ступеньки вниз [7] в  $B$  на  $\sim 0.05^m$ . Они хорошо объясняются в первом случае выходом блоба из затмения диска, а во втором — входом его в затмение [5, 2]. Размеры звезды, диска и блоба как раз таковы, чтобы появиться при  $\Phi = 0$ . Эти события хорошо соответствуют упомянутой фазовой диаграмме. При этом оказывается, что в этих случаях блоб совершает второй оборот вокруг диска.

При наблюдениях 1972–1975 гг. (Шаховской Н.М. и Ефимов Ю.С. В кн.: Проблемы магнитных полей в Космосе, Матер. Междунар. симпоз., Изд. КраО АН СССР, 1976, т. 2, с. 133) в момент  $\Phi = 0$  обнаружен всплеск линейной поляризации с амплитудой  $\approx 0.5\%$ , FWHM  $\Delta\Phi \approx 0.01$ , который нами объяснен частичным затмением блоба звездой [5]; в результате получены оценки, согласующиеся с наблюдениями. Это событие также хорошо соответствует фазовой диаграмме.

Наши немногочисленные спектральные наблюдения HZ Her, выполненные с помощью 1000-канального ТВ спектрального сканера БТА, показали переменные эмиссионные детали на профилях балмеровских линий, по-видимому, принадлежащие блобу [2]. Подобные переменные профили линий с эмиссионными проявлениями наблюдались в [8]. В УФ спектрах во время затмения наблюдались линии горячего газа CIV, NV, OIV, которые, скорее всего, связаны с горячим блобом [9].

### 3. Модель фрагментированных блобов и горячая корона вокруг диска

Открытие фликеринга во время рентгеновских дипов на рентгеновских обсерваториях EINSTEIN [10] и EXOSAT [11] привело к существенному развитию модели блобов (см. [12], [2, 13]). В результате взаимодействия летящего сгустка вещества с аккреционным диском газ разлетается, формируя блоб. При взаимодействии с горячей короной вокруг диска (см. ниже) развивается неустойчивость типа Рэлея-Тейлора, и через несколько часов блоб распадается на отдельные капли. Маленькие капли быстро испаряются, а большие сдерживаются от распада давлением короны. Каждая капля вращается вокруг диска по своей кеплеровской орбите. В случае пересечения орбит с диском капли выпадают на него. Остальная часть движется дальше и может существовать полтора-два оборота вокруг диска. Размер ка-

пель  $\sim 3 \cdot 10^{10}$  см, плотность  $\sim 4 \cdot 10^{13} \text{см}^{-3}$ , температура  $\sim 30000$  К. Во время затмения рентгеновского источника таким фрагментированным на капли блобом получается дип с наблюдаемым фликерингом с характерным временем  $\tau \sim 150 - 500$  с.

Для объяснения устойчивости капель сделано предположение о существовании горячей короны вокруг диска и создана модель, описанная в статьях [2], [13, 14]. Получены следующие параметры: плотность  $\sim 5 \cdot 10^{11} \text{см}^{-3}$ , температура  $\sim 3 \cdot 10^6$  К. Корональный газ вращается с диском. Детальный расчет баланса нагрева и ионизации в поле излучения нейтронной звезды сделан в [14], [15]. Приводились и подробно обсуждались наблюдательные доказательства существования такой короны: существование рентгеновского потока во время 35-дневного «OFF» состояния, плавный вход и выход из рентгеновского затмения, наличие эмиссионной линии Fe (6-7) кэВ во время «OFF» состояния и т.д. Существование короны с близкими параметрами нашло подтверждение в наблюдениях Rossi X-ray Timing Explorer [16] формы рентгеновского затмения.

#### 4. Обсуждение и заключение

В работе [17] в результате изучения переменности профилей рентгеновских импульсов от пульсара с  $P_n = 1.24^s$  с фазой  $P_{\text{рг}} = 35^d$ , выдвинуто предположение о свободной прецессии этой нейтронной звезды, происходящей в обратную сторону по отношению к вращению двойной системы (обратной прецессии). При дальнейших исследованиях оно нашло подтверждение (см., например, [18]). Однако обратная прецессия аккреционного диска с тем же периодом также существует (см. выше). Это следует по крайней мере из изменения формы орбитальной кривой блеска. Были сделаны предположения, что именно пульсар воздействует на аккрецию, вызывая прецессию диска, по крайней мере его внутренней части, возможно с помощью магнитного поля [4]. В данной статье мы предпочитаем предположение, что это влияние идет через рентгеновские импульсы, освещающие и нагревающие различные части поверхности звезды.

Таким образом, найдена первоначальная причина появления часового механизма 35-дневного периода — свободная прецессия нейтронной звезды. Появление пиков на орбитальной кривой блеска также никто не отменял, поэтому описанные в этой статье явления и сама модель блобов остаются. В этой модели четко по времени можно проследить ту часть часового механизма, которая описывает аккрецию вещества [2, 13].

Кратко опишем временную последовательность событий аккреции вещества. Первое вхождение звезды в полосу затмения от диска вблизи момента включения происходит при орбитальной фазе  $\Phi_R = 0.68$ , исчезает давление рентгеном, «открывается резервуар» и вещество быстро истекает. Примерно через  $4^h$ , при  $\Phi_{D0} = 0.78$ , газ сталкивается с внешней частью диска, получается взрыв, газ рассеивается во всех направлениях, формируя глоб. Образуется пичок на орбитальной кривой блеска. При взаимодействии с короной развивается неустойчивость типа Рэлея-Тейлора, которая в течение нескольких часов разбрызгивает вещество на капли. Глоб циркуляционным движением с  $P_c = 15^h$  сносится в сторону вращения двойной системы и постепенно релаксирует, часть капель оседает в диске. Через  $\sim 3^h$  он оказывается на луче зрения рентгеновского источника и образуется предзатменный дип при  $\Phi_{S0} = 0.85$ . Через  $P_c = 15^h = 0.37P_{orb}$  этот же глоб, существовавший до релаксирования, потеряв большую часть капель (см. п. 3), вторично проходит через ближайшую точку к лучу зрения рентгеновского источника, уже не закрывая его. Однако в зависимости от величины угла между лучом зрения и поверхностью аккреционного диска рентгеновский источник может затмеваться этим глобом, и «включение» тогда произойдет не при  $\Phi = 0.7$ , а при  $\Phi = 0.3$ , при выходе источника из затмения. Через  $P_d = 0.5(P_{orb}^{-1} + P_{gr}^{-1}) = 0.81^d$  после первого вхождения звезды в тень от аккреционного диска она входит в тень с другой стороны от диска при  $\Phi_R = 0.16$ . Это опять вызывает истечение вещества. При  $\Phi_D = 0.26$  формируется второй глоб, который образует при  $\Phi_S = 0.53$  так называемый аномальный дип в рентгеновской кривой блеска. И так весь процесс повторяется каждые  $0.81^d = 0.48P_{orb}$ . Время жизни глоба, состоящего из отдельных капель, может достигать  $2 \cdot P_c = 30^h$ . Выширая за пределы диска, он может создавать ступеньки и всплески поляризации при  $\Phi = 0$ . В спектрах он ответственен за переменные эмиссионные компоненты в линиях. По-видимому, глобы могут создавать QPO в оптическом диапазоне [19].

## Список литературы

1. L. Crosa and P. E. Boynton, *ApJ*, **235**, 999, 1980.
2. N. G. Bochkarev and E. A. Karitskaia, *Ap&SS*, **154**, 189, 1989.
3. I. D. Howarth and B. Wilson, *MNRAS*, **202**, 347, 1983.
4. N. Shakura, D. Kolesnikov, K. Postnov, I. Volkov, et al., in *Modern Star Astronomy*, volume 1, 308–316 (2018).

5. E. A. Karitskaya, N. G. Bochkarev, and Y. N. Gnedin, *Sov. Astron.*, **30**, 592, 1986.
6. N. N. Kilyachkov and V. S. Shevchenko, *Sov. Astron. Lett.*, **6**, 378, 1980.
7. R. Kippenhahn, H. U. Schmidt, and H. C. Thomas, *A&A*, **90**, 54, 1980.
8. B. W. Bopp, G. Grupsmith, and P. vanden Bout, *ApJL*, **178**, L5, 1972.
9. S. F. Anderson, S. Wachter, B. Margon, and R. A. Downes, in *AAS Meeting Abstracts #182, AAS Meeting Abstracts*, volume 182, 07.06 (1993).
10. S. D. Vrtilik and J. P. Halpern, *ApJ*, **296**, 606, 1985.
11. W. Voges, P. Kahabka, H. Oegelman, W. Pietsch, and J. Truemper, *Space Sci. Rev.*, **40**, 339, 1985.
12. N. G. Bochkarev and E. A. Karitskaya, *Astronomicheskij Tsirkulyar*, **1433**, 1, 1986.
13. N. G. Bochkarev and E. A. Karitskaya, in Y. Kondo, R. Sistero, and R. S. Polidan, eds., *Evolutionary Processes in Interacting Binary Stars, IAU Symposium*, volume 151, 449 (1992).
14. N. G. Bochkarev, *Sov. Astron.*, **33**, 638, 1989.
15. N. G. Bochkarev, in C. Bertout, S. Collin-Souffrin, and J. P. Lasota, eds., *IAU Colloq. 129: The 6th Institute d'Astrophysique de Paris (IAP) Meeting: Structure and Emission Properties of Accretion Disks*, 385 (1991).
16. D. A. Leahy, *ApJ*, **800**, 32, 2015.
17. J. Truemper, P. Kahabka, H. Oegelman, W. Pietsch, and W. Voges, in J. Truemper, W. H. G. Lewin, and W. Brinkmann, eds., *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, volume 167, 239 (1986).
18. K. Postnov, N. Shakura, R. Staubert, A. Kochetkova, D. Klochkov, and J. Wilms, *MNRAS*, **435**, 1147, 2013.
19. K. O'Brien, *arXiv e-prints*, astro-ph/0110267, 2001.

## **О методе непосредственного наблюдения прецессионной спиральной волны плотности в аккреционных дисках катаклизмических переменных звезд**

Сытов А.Ю., Кононов Д.А.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Представлен метод получения томографического изображения прецессионной волны плотности в аккреционном диске катаклизмической переменной звезды. По результатам численного моделирования построены синтетические профили эмиссионных линий, построены доплеровские томограммы прецессионной волны. Исследовано изменение положения волны в течение орбитального периода относительно других элементов течения. Эволюция построенных томограмм для разных фаз орбитального периода соответствует теоретическому описанию прецессионной волны и ее свойств.

## **A method of direct observation of the spiral precessional density wave in accretion disks of cataclysmic variables**

Sytov A.Yu., Kononov D.A.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

We present a method of producing a Doppler tomography image of the precessional density wave in the accretion disk of a cataclysmic variable star. Using the results of gasdynamical simulation we calculated synthetic emission line profiles and Doppler tomography images of the precessional wave. Also we studied how the precessional wave changes its position with respect to other flow elements during an orbital period. We show that the way Doppler tomograms change over time agrees to described theoretical properties of the precessional wave.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.036

### **1. Введение**

Согласно теоретическим и наблюдательным исследованиям (напр., [1, 2, 3]) в аккреционных дисках катаклизмических переменных звезд присутствуют характерные элементы течения. Среди этих элементов выделяются четыре ударные волны (рис. 1): два рукава приливной ударной волны («1.1» и «1.2» на рис. 1); «горячая линия», ударная волна, возникающая при взаимодействии диска со струей вещества из

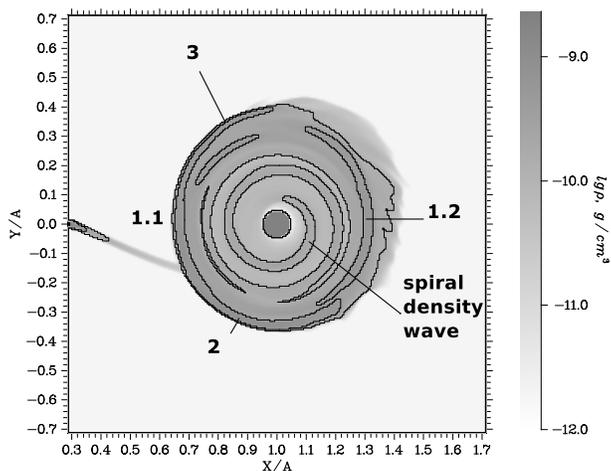


Рис. 1: Модельное распределение плотности в экваториальной плоскости тесной двойной системы. Маркерами показаны основные элементы течения: 1.1 и 1.2 — рукава приливной ударной волны; 2 — «горячая линия»; 3 — отошедшая ударная волна. Также на рисунке хорошо выделяется прецессионная спиральная волна плотности во внутренней части диска.

внутренней точки Лагранжа  $L_1$  («2» на рис. 1), и отошедшая ударная волна («3» на рис. 1), возникающая вследствие сверхзвукового движения аккректора и диска в газе межкомпонентной оболочки. Также в результатах моделирования хорошо выделяется прецессионная спиральная волна плотности, впервые обнаруженная еще в [4].

После обнаружения прецессионной спиральной волны плотности в результатах численного моделирования, было высказано предположение, что именно этот элемент течения может отвечать за возникновение сверхгорбов на кривых блеска звезд типа SU UMa во время супервышек [5]. Также прецессионная волна плотности ассоциируется с рядом других эффектов: в [6] предполагается, что взаимодействие прецессионной волны плотности с ударными волнами может быть причиной возникновения отрицательных сверхгорбов на кривых блеска звезд типа WZ Sge в спокойном состоянии. В работе [7] высказывается предположение, что прецессионная волна может быть причиной возникновения турбулентности в аккреционных дисках немагнитных

катаклизмических переменных звезд. Т.о., прецессионная волна является важным элементом течения, по крайней мере, с теоретической точки зрения, т.к. в отличие от ударных волн, наличие которых подтверждается и фотометрическими и спектральными наблюдениями (в т.ч. результатами доплеровской томографии), прецессионная волна еще ни разу не наблюдалась непосредственно в форме спирали. Во всех работах, посвященных этой волне, упоминается только ее возможный опосредованный вклад в наблюдательные данные.

В работе предложен метод, который с помощью спектральных наблюдений и доплеровской томографии позволяет выделить вклад прецессионной волны в спектральных данных и увидеть эту волну на доплеровской томограмме непосредственно в форме спирали.

## 2. Описание метода

Одним из наиболее действенных методов визуализации элементов течения в аккреционных дисках катаклизмических переменных звезд является метод доплеровской томографии [8]. Именно с помощью этого метода успешно наблюдаются основные ударные волны в дисках, но непосредственное его применение для наблюдения прецессионной волны невозможно по той причине, что по определению метода на томограммах отображаются только те элементы течения, которые покоятся в системе координат, вращающейся вместе с двойной звездой. И, если для ударных волн это условие соблюдается, то прецессионная волна из-за ретроградного движения за один орбитальный период делает чуть больше одного полного оборота во вращающейся системе координат. Т.о., при построении доплеровской томограммы по спектральным данным в течение одного орбитального периода системы вклад прецессионной волны в томограммы будет полностью размыт.

Однако, вклад прецессионной волны все же возможно выделить в профилях линий при условии того, что течение в двойной системе является квази-стационарным на длительных промежутках времени, то есть, в точках системы координат, вращающейся вместе с двойной звездой, свободных от прецессионной волны, основные газодинамические параметры (плотность, скорость, температуру, давление) можно считать очень слабо зависящими от времени. Согласно [4] период прецессии волны в лабораторной системе координат составляет десятки-сотни орбитальных периодов системы. Т.о., за один орбитальный период для наблюдателя волна смещается на незначительный угол в направлении противоположном орбитальному движению.

Если в диске отсутствует волна плотности, тогда два профиля спектральной линии, полученные на одной и той же орбитальной фазе с разницей в один орбитальный период, не должны отличаться, поскольку все элементы течения, покоящиеся во вращающейся системе координат, через один орбитальный период возвращаются в исходное положение. Но если в системе присутствует прецессионная волна, то два упомянутых профиля будут отличаться друг от друга, т.к. за один орбитальный период, в лабораторной системе координат волна сместилась на некоторый угол.

На основе описанного эффекта мы предлагаем метод выделения вклада прецессионной волны в профили спектральных линий:

- Необходимо провести наблюдения профилей спектральных линий системы на одной и той же фазе  $\phi_n = \phi_0 + n$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$  в течении достаточно длительного периода, в идеале прецессионного периода волны плотности. Наблюдаемые профили будут отличаться между собой вкладом прецессионной волны после каждого полного оборота системы, ввиду ее нового положения на каждом следующем обороте.
- Далее необходимо усреднить все профили, полученные на одной и той же орбитальной фазе, чтобы получить средний профиль, свободный от вклада прецессионной волны и обусловленный исключительно элементами, покоящимися во вращающейся системе координат.
- Наконец, путем вычитания среднего профиля из каждого индивидуального, получить остаточные профили, которые обусловлены исключительно прецессионной волной плотности.

Полученные т.о. остаточные профили, обусловленные вкладом прецессионной волны можно рассматривать, как томографические проекции этой волны с тем отличием, что для восстановления томограммы волны нужно использовать не орбитальный период системы, а прецессионный период волны. Фазовые углы  $\tilde{\phi}$  проекций волны необходимо пересчитать с учетом прецессионного периода. Кроме того, аргумент функции — ядра свертки в томографическом уравнении проецирования двумерного поля скоростей — необходимо переписать в следующем виде:

$$G(V_R, \phi, V_x, V_y) = V_R + V_{x\tilde{\phi}}^{\text{cm}} \cos \phi - V_{y\tilde{\phi}}^{\text{cm}} \sin \phi. \quad (1)$$

где  $V_R$  — лучевая скорость, а  $V_{x\tilde{\phi}}^{\text{cm}}$  и  $V_{y\tilde{\phi}}^{\text{cm}}$  — скоростные координаты точки на прецессионной волне в момент времени, соответствующий фазе волны  $\tilde{\phi}$ .

Величины  $V_{x\tilde{\phi}}^{\text{cm}}$  и  $V_{y\tilde{\phi}}^{\text{cm}}$  выражаются через положения точек волны, в системе координат, полностью соответствующей той, которая используется в «классической» доплеровской томографии — имеющей начало отсчета в центре масс двойной звезды, и вращающейся с ней синхронно (коротационная система, см. [8]), то есть:

$$\begin{aligned} V_{x\tilde{\phi}}^{\text{cm}} &= V_{x0}^{\text{cm}} \cos \Delta\tilde{\phi} + V_{y0}^{\text{cm}} \sin \Delta\tilde{\phi} - V_{y \text{ acc}}^{\text{cm}} \sin \Delta\tilde{\phi} \\ V_{y\tilde{\phi}}^{\text{cm}} &= -V_{x0}^{\text{cm}} \sin \Delta\tilde{\phi} + V_{y0}^{\text{cm}} \cos \Delta\tilde{\phi} - V_{y \text{ acc}}^{\text{cm}} \cos \Delta\tilde{\phi} + V_{y \text{ acc}}^{\text{cm}}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $V_{x0}^{\text{cm}}$  и  $V_{y0}^{\text{cm}}$  — значения скоростей  $V_{x\tilde{\phi}}^{\text{cm}}, V_{y\tilde{\phi}}^{\text{cm}}$ , зафиксированные в начальный момент времени наблюдений (при  $\tilde{\phi} = 0$ ), а  $V_{y \text{ acc}}^{\text{cm}}$  —  $Y$ -компонент скорости аккретора в этой системе. При этом, при восстановлении изображения волны, величина  $\phi$  (фиксированная орбитальная фаза) остается постоянной, а меняется величина  $\tilde{\phi}$  (переменная фаза прецессионного периода)<sup>1</sup>.

Для повышения качества финальной томограммы волны необходимо постараться получить профили-остатки, отражающие вклад волны, таким образом, чтобы связанные с ними фазовые углы  $\tilde{\phi}$  как можно более равномерно заполняли интервал от  $0^\circ$  до  $360^\circ$ .

На рис. 2 показаны исходные профили и остаточные профили, обусловленные вкладом волны для двух одинаковых орбитальных фаз, разделенных одним орбитальным периодом. Также показан средний профиль, полученный путем усреднения всего ряда наблюдений.

### 3. Первые результаты

Для проверки работоспособности метода было проведено численное моделирование тесной двойной системы V455 And. Распределение плотности в аккреционном диске системы для одного из моментов времени показано на рис. 1. На рисунке хорошо видно, что во внутренних областях диска отчетливо выделяется прецессионная волна плотности.

Для моделирования процесса наблюдений были использованы более 20 распределений газодинамических параметров системы после-

<sup>1</sup>Ввиду ограниченности объема статьи мы не можем привести полный вывод вышеозначенных выражений. За детальной информацией можно обратиться к Д.А. Кононову (dkononov@inasan.ru).

довательно отстоящих друг от друга ровно на один орбитальный период, с использованием которых смоделированы профили спектральных линий и выделены вклады прецессионной волны в каждый из

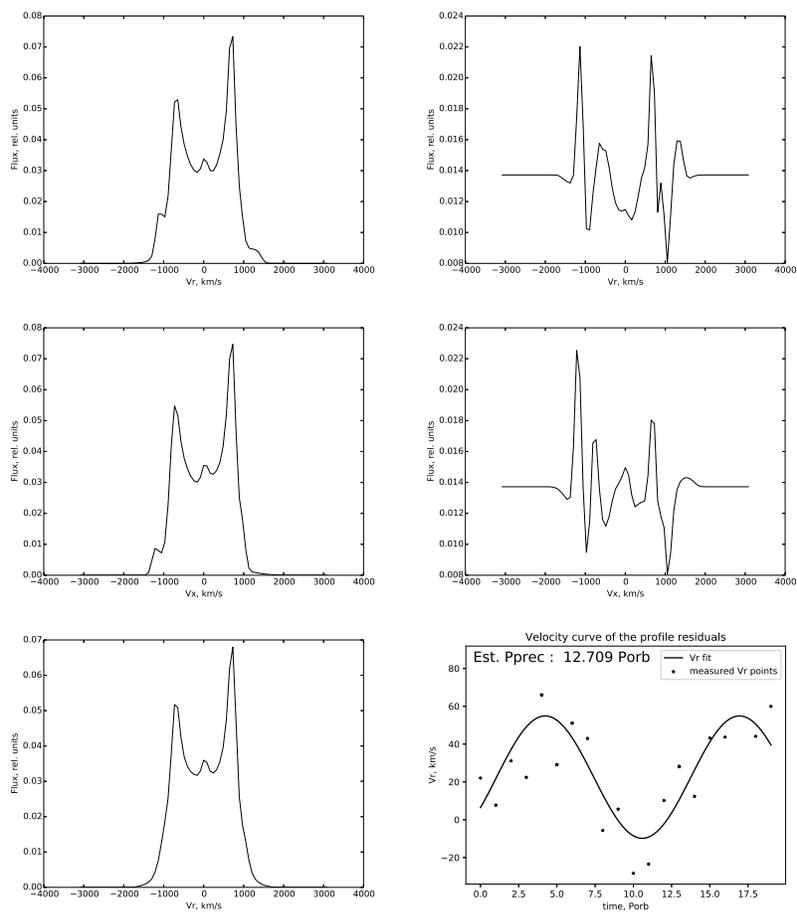


Рис. 2: Модельные профили спектральной линии и средний профиль (левый ряд), остаточные профили (индивидуальный профиль за вычетом среднего) и кривая лучевых скоростей остаточных профилей (правый ряд).

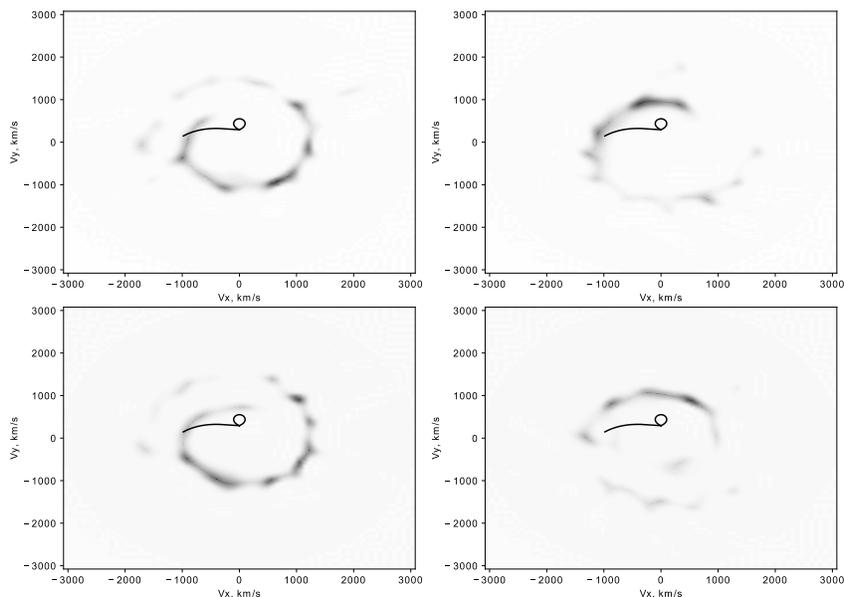


Рис. 3: Томограммы прецессионной волны относительно основных элементов системы на фазах  $\phi = 50.1, 50.3, 50.6, 50.9P_{\text{orb}}$ . Линиями показана полость Роша в орбитальной плоскости и траектория струи из точки  $L_1$ .

этих профилей (рис. 2). Для определения прецессионного периода волны плотности были построены кривые лучевых скоростей остаточных профилей (рис. 2). В результате аппроксимации кривой лучевых скоростей синусоидой был определен прецессионный период волны  $P_{\text{pr}} = 12.709P_{\text{orb}}$ . При моделировании прецессионный период получился значительно короче, чем реально наблюдаемые периоды, но это совершенно не меняет выводов данной работы и не нарушает условия описанного выше метода.

Обозначим  $\phi$  орбитальные фазы системы, а  $\tilde{\phi}$  — фазовые углы прецессионной волны относительно прецессионного периода. Поставим в соответствие  $\phi = 50.1P_{\text{orb}}$  нулевой фазовый угол волны  $\tilde{\phi} = 0$ . Остальные фазовые углы остаточных профилей вычисляются из прецессионного периода. Далее, зная фазовые углы прецессионной волны в моменты наблюдений, и используя остаточные профили, построим

доплеровские томограммы. На рис. 3 (левая верхняя панель) показана томограмма прецессионной волны плотности в том положении, какое она занимала относительно других элементов системы (в частности, звезды донора и струи из точки  $L_1$ ), когда система «наблюдалась» на орбитальной фазе  $\phi = 50.1P_{\text{orb}}$ . Для дополнительной проверки работоспособности метода, были построены томограммы для других орбитальных фаз, т.е. с использованием профилей на фазах  $\phi_n = \phi_0 + n$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$  для разных  $\phi_0$ , считая  $\phi = 0$  при  $n = 0$ , например  $\phi_0 = \theta_m = m\Delta\phi$ , где  $\Delta\phi = 0.1P_{\text{orb}}$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$ . При таком выборе фаз прецессионная волна займет на томограммах положения, соответствующие орбитальным фазам  $\phi = n + \theta_0, n + \theta_1, n + \theta_2, \dots$ . На рис. 3 показаны положения волны относительно основных элементов системы для четырех орбитальных фаз  $\phi = 50.1, 50.3, 50.6, 50.9P_{\text{orb}}$ , спираль волны в зависимости от орбитальной фазы вращается относительно остальных элементов системы по часовой стрелке, что полностью соответствует теоретическому описанию прецессионной волны.

#### 4. Заключение

Представлен метод, позволяющий напрямую наблюдать прецессионную волну плотности в аккреционном диске катаклизмической переменной звезды в форме спирали. Для проверки метода проведено моделирование процесса наблюдений с использованием результатов численных газодинамических расчетов. Построены синтетические профили спектральных линий, определены вклады прецессионной волны в каждый индивидуальный профиль в зависимости от фазы наблюдений двойной системы. Определен прецессионный период волны и построены ее томограммы для различных моментов времени. Показано, что для достаточно качественного спектрального материала, используя предложенный метод, возможно получить прямое наблюдательное подтверждение существования прецессионной волны.

#### Список литературы

1. D. V. Bisikalo, D. A. Kononov, P. V. Kaigorodov, A. G. Zhilkin, and A. A. Boyarchuk, *Astron. Rep.*, **52**, 318, 2008.
2. D. A. Kononov, P. V. Kaigorodov, D. V. Bisikalo, A. A. Boyarchuk, M. I. Agafonov, O. I. Sharova, A. Y. Sytov, and D. Boneva, *Astron. Rep.*, **52**, 835, 2008.
3. D. Boneva, P. V. Kaigorodov, D. V. Bisikalo, and D. A. Kononov, *Astron. Rep.*, **53**, 1004, 2009.

4. D. V. Bisikalo, A. A. Boyarchuk, P. V. Kaigorodov, O. A. Kuznetsov, and T. Matsuda, *Astron. Rep.*, **48**, 449, 2004.
5. P. V. Kaigorodov, D. V. Bisikalo, O. A. Kuznetsov, and A. A. Boyarchuk, *Astron. Rep.*, **50**, 537, 2006.
6. D. A. Kononov, D. V. Bisikalo, V. B. Puzin, A. G. Zhilkin, and A. Y. Sytov, *Astron. Rep.*, **59**, 191, 2015.
7. D. V. Bisikalo, E. P. Kurbatov, and P. V. Kaygorodov, in N. V. Pogorelov, E. Audit, and G. P. Zank, eds., *Numerical Modeling of Space Plasma Flows ASTRONUM-2014*, *ASP Conf. Ser.*, volume 498, 41 (2015).
8. T. R. Marsh and K. Horne, *MNRAS*, **235**, 269, 1988.



# Звезды и звездная эволюция

## Оценка периода для визуальных двойных систем

Малков О.Ю., Ковалева Д.А., Жуков А.О.,  
Длужневская О.Б.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Орбитальный период достаточно легко определяется для всех наблюдательных типов двойных систем, кроме визуальных — самого представительного и самого многообещающего с точки зрения звездной статистики типа. Мы предлагаем новую методику оценки значения периода в условиях недостатка наблюдательных данных. Полученные результаты позволяют строить «беспшовные» распределения для двойных всех наблюдательных типов и изучать двойные системы на всем диапазоне фундаментальных параметров, определяющих их эволюцию.

### Estimation of period of visual binaries

Malkov O.Yu., Kovaleva D.A., Zhukov A.O., Dluzhnevskaya O.B.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Orbital period is easily determined for all observational types of binaries with the exception of visual binaries, the most representative and the most promising type for binary statistics. We propose new methods of orbital period estimating in observational data poor settings. Our results allow to construct seamless distributions across all observational types of binaries and study binary systems on all range of their fundamental parameter scales.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.037

### 1. Введение

Существующие неопределенности в наших представлениях о двойных и кратных звездных системах ограничивают возможности исследователей буквально во всех областях астрономии. Для того, чтобы достичь результатов в этих направлениях, необходимо понять, как образуются двойные и кратные системы, как они распределены в пространстве масс, возраста, химического состава и орбитальных параметров, и как эти распределения изменяются со временем.

Ввиду разнообразия своих наблюдательных проявлений двойные и кратные звезды предоставляют исследователям целый набор разнообразных данных, позволяющих получать ценную астрофизическую

информацию. Однако то разнообразие наблюдательных проявлений, по которым астрономы изучают двойственность (или кратность) звезд, может и затруднять исследования. В зависимости от того, какие наблюдательные проявления двойной звезды позволяют ее обнаружить как двойную, ее относят к тому или иному наблюдательному типу (визуальные, спектроскопические, затменные, рентгеновские и др.). Звезды же различных наблюдательных типов исследуются различными методиками, которые позволяют определять различные параметры компонентов и орбит. Наличие одного (или более) наблюдательного параметра, который принципиально может быть определен для *всех* наблюдательных типов двойных позволило бы строить и анализировать «бесшовные» соотношения для всего диапазона фундаментальных параметров, определяющих эволюцию двойной системы (массы компонентов, большая полуось, эксцентриситет).

Наиболее массово (и одновременно несложно) определяемым параметром является орбитальный период. Затруднения с его определением начинаются только у самых широких пар, наблюдаемых визуально и/или интерферометрически, а это представители самых, наряду с затменными двойными, многочисленных наблюдательных типов: визуальные и интерферометрические двойные. Таким образом, представляется полезным иметь инструменты для оценки периода тех систем, прямое наблюдение орбитального движения которых затруднено именно вследствие их долгопериодичности (десятки, сотни и тысячи лет).

В разделе 2 обсуждаются возможности оценки периода для конкретных визуальных двойных, в разделах 3 и 4 приводятся статистические соотношения между угловым разделением компонентов и периодом, построенные по данным об орбитальных двойных и по модельным данным, соответственно. Выводы изложены в разделе 5.

## 2. Индивидуальные оценки

В каталогах визуальных двойных зачастую приводится несколько наблюдений каталогизированных объектов. Так, в самом авторитетном каталоге широких систем WDS (Washington Visual Double Star Catalog [1]), содержащем  $1.4 \cdot 10^5$  объектов для двух (первого и последнего) наблюдений помимо эпох наблюдений ( $E_1, E_2$ ) приводятся позиционный угол ( $\theta_1, \theta_2$ ) и угловое разделение компонентов ( $\rho_1, \rho_2$ ). В предположении, что в проекции орбитальное движение равномерно (т.е., рассматривается случай круговой орбиты, лежащей в картинной плоскости:

$e = 0, i = 0$ ) можно, очевидно, полагать, что орбитальный период  $P$

$$P = (E_2 - E_1) * (360 / (|\theta_2 - \theta_1|)). \quad (1)$$

Здесь  $P, E_1, E_2$  выражены в одинаковых единицах (как правило, в годах), а  $\theta_1, \theta_2$  — в градусах. Предполагается также, что за время наблюдений  $E_2 - E_1$  прошло не более половины периода.

Так, для системы WDS 00000+7530 (первой системы в каталоге WDS)  $E_1 = 1904, E_2 = 1982, \theta_1 = 246, \theta_2 = 235$ , и, следовательно,  $P \approx 2553$ .

Другой подход позволяет оценить *минимальный* период для таких систем. Угловое разделение компонентов  $\rho$ , в предположении известного расстояния до системы, дает проекцию линейного расстояния между компонентами  $d$ , а оно, в свою очередь — минимальный период. Для упомянутой выше системы WDS 00000+7530  $\rho_1 = 0.8, \rho_2 = 0.6$  arcsec, и вкпе с параллаксом Gaia DR2 [2] ( $\varpi = 3.12 \pm 0.09$  mas) для большего из двух значений  $\rho$  получаем  $d \approx 256$  а.е. Это оценка снизу значения большой полуоси орбиты  $a$ . Отсюда, сделав предположение о массах компонентов, можно оценить минимальное значение орбитального периода. В каталоге WDS для этой системы приводится спектральный тип A7IV. Масса звезды этого типа, согласно Страйжису [3],  $m = 1.82m_{\odot}$ . В предельном предположении, что второй компонент имеет ту же массу, из третьего закона Кеплера получаем  $P_{\min} = 2250$  лет (ср. с полученным выше значением 2553).

Отметим, что в тех случаях, когда спектральный тип неизвестен, абсолютные величины компонентов могут быть оценены по их блеску из формулы для модуля расстояния (в предположении, что межзвездное поглощение ничтожно), а их массы — по абсолютным величинам из соотношения масса-светимость (в предположении, что звезды принадлежат главной последовательности). Оба последних предположения представляются разумными для ближайшей солнечной окрестности, в которой и расположены большинство широких пар.

### 3. Анализ ансамбля орбитальных двойных

Приведенные выше методы для оценки периода могут применяться к индивидуальным двойным системам, однако, базируются на ряде (зачастую достаточно смелых) предположений. Статистические соотношения дают, в среднем, более строгий результат, хотя могут и не выполняться для некоторых конкретных объектов.

Орбитальные двойные (визуальные двойные с известными орбитальными элементами) предоставляют хорошую возможность полу-

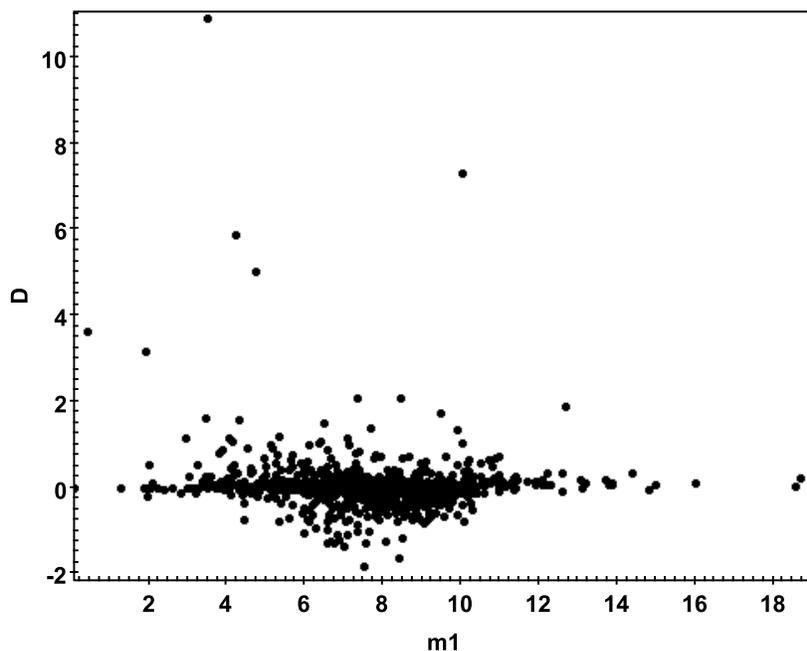


Рис. 1: Отклонение звезд различной яркости от зависимости 2.

читать статистическое соотношение между видимым расстоянием между компонентами  $\rho$  и орбитальным периодом  $P$ .

По данным о примерно тысяче систем из каталога ORB6 (Sixth Catalog of Orbits of Visual Binary Stars, [4]), имеющих высокое качество решения орбиты (grade=1,2,3,8), было обнаружено, что  $\rho, \text{arcsec}$  и  $P, y$  статистически могут быть связаны следующим соотношением:

$$\rho = P * 0.004 \quad \text{или} \quad \log(P, y) = \log(\rho, \text{arcsec}) + 2.40. \quad (2)$$

Значения  $\rho$  брались для исследуемых систем из каталога WDS.

На рис. 1 анализируются отклонения звезд различной яркости от зависимости (2). Можно видеть, что для звезд слабее  $m_1 \sim 5$  mag отклонение  $D = \rho - P * 0.004$  по модулю не превышает 2 (здесь  $m_1$  — V-величина яркого компонента в паре). Исключение — 40 Eri B ( $m_1 = 10.02$ ), близкая и хорошо изученная пара с белым карликом. Можно также видеть, что для звезд слабее  $m_1 \sim 10$  mag значение  $|D| \leq 0.7$  (исключение — UV Cet,  $m_1 = 12.7$ , пара вспыхивающих

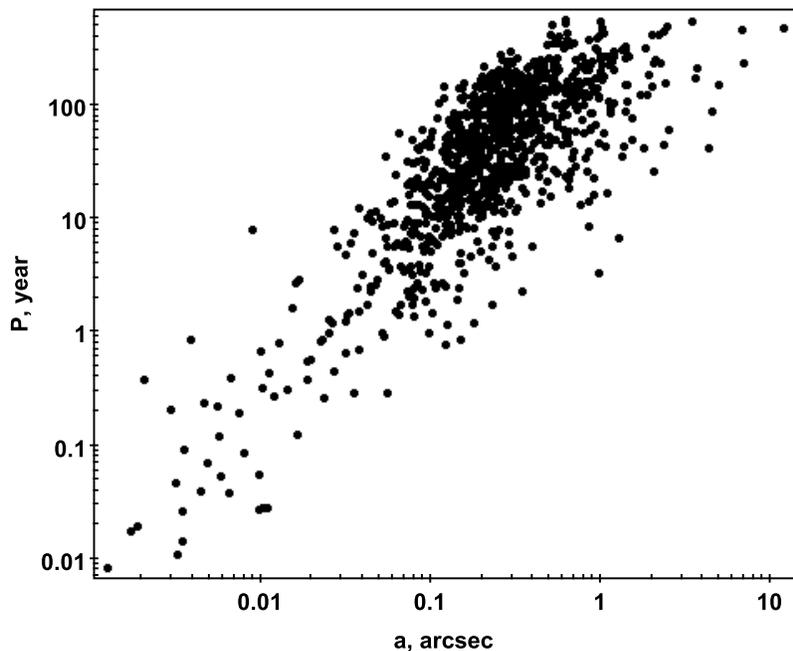


Рис. 2: Зависимость «период – видимая большая полуось» для орбитальных двойных.

звезд, также хорошо изученная). Таким образом, можно рекомендовать применение зависимости (2) для оценки орбитального периода достаточно слабых ( $m_1 > 5 \text{ mag}$ ) визуальных двойных с неизвестными параметрами компонентов и орбит.

Представляет интерес также зависимость «период – видимая большая полуось», построенная для тех же систем по данным ORB6 (см. рис. 2). На шкале  $a, \text{arcsec} \div P$  (годы) она может быть аппроксимирована соотношением

$$a = P * 0.0034. \quad (3)$$

#### 4. Моделирование визуальных двойных

Соотношение (2) позволяет оценить орбитальный период в диапазоне до нескольких сотен лет. Однако, как можно видеть на примере системы WDS 00000+7530 (см. раздел 2), характерные для визуальных двойных систем периоды составляют тысячи лет и, следовательно, со-

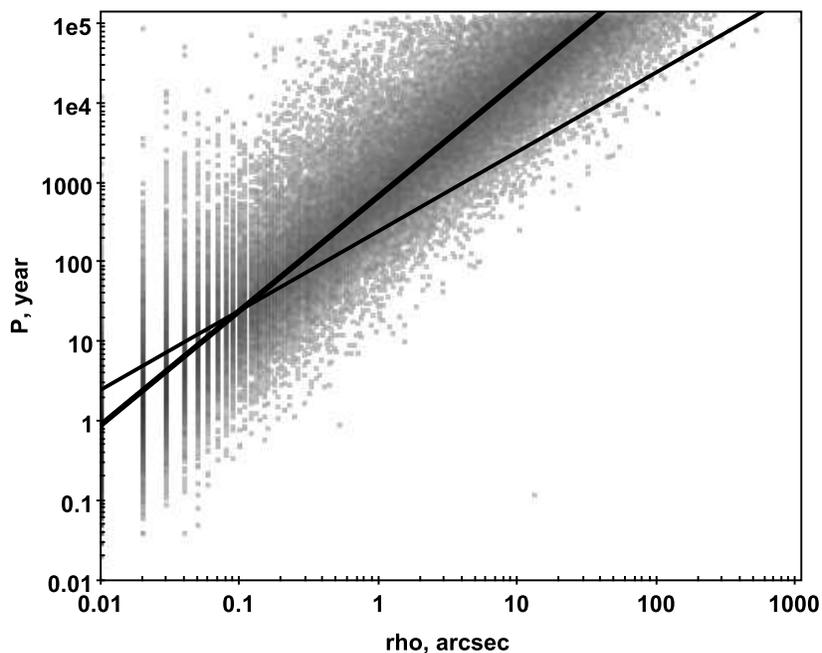


Рис. 3: Зависимость «период – угловое разделение компонентов» для модельных двойных. Точки — модельные системы, толстая линия — их аппроксимация (4), тонкая линия — соотношение (2).

отношения «угловое разделение компонентов – орбитальный период» нуждаются в экстраполяции. Наблюдательных данных о периодах таких систем по понятным причинам не существует, поэтому целесообразно прибегнуть к моделированию.

Для решения этой задачи был использован пакет для моделирования ансамбля невзаимодействующих двойных систем (см. описание в [5]). Результаты моделирования  $10^5$  систем представлены на рис. 3 и аппроксимированы (толстая линия) соотношением

$$\log(P, y) = 1.44 * \log(\rho, \text{arcsec}) + 2.84. \quad (4)$$

(коэффициент корреляции 0.95). Для сравнения тонкой линией показано соотношение (2). Отметим, что соотношение (4) построено для систем, расстояние до которых не превышает 100 парсек, а 90% ор-

битальных систем, использованных для построения соотношения (2), расположены на расстояниях до 200 парсек.

## 5. Заключение

Изучение двойных систем имеет междисциплинарное значение, и скоординированные исследования различных сообществ приносят пользу почти во всех отраслях астрономии. Описанные в статье инструменты для оценки орбитального периода широких пар позволяют исследовать двойные системы на всем диапазоне параметров, определяющих их эволюцию.

Результаты работы позволяют дать следующие рекомендации. При исследовании индивидуальных систем с известными наблюдательными параметрами (позиционный угол, блески компонентов, спектральная классификация, тригонометрический параллакс) могут быть использованы соображения, представленные в разделе 2 данной статьи. Для массовых оценок периода и/или при наличии сведений только о величине разделения между компонентами  $\rho$  рекомендуется использовать соотношение (2) для значений  $\rho$  до  $\sim 0.3$  arcsec и соотношение (4) для более долгопериодических систем, вплоть до наблюдаемых как пары с общим собственным движением. Рекомендованные соотношения верны, очевидно, на ограниченном диапазоне расстояний до систем: не далее нескольких сотен парсек, что, в общем, является характерным для большинства визуальных двойных.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 19-07-01198.

## Список литературы

1. B. D. Mason, G. L. Wycoff, W. I. Hartkopf, G. G. Douglass, and C. E. Worley, *VizieR Online Data Catalog*, **1**, 2016.
2. L. Lindegren, J. Hernández, A. Bombrun, S. Klioner, et al., *A&A*, **616**, A2, 2018.
3. V. Straižys, *Multicolor stellar photometry* (1992).
4. W. I. Hartkopf, B. D. Mason, and C. E. Worley, *AJ*, **122**, 3472, 2001.
5. O. Malkov and H. Zinnecker, *MNRAS*, **321**, 149, 2001.

## Статистический анализ полуразделенных затменных двойных

Малков О.Ю.<sup>1</sup>, Негу С.Х.<sup>2</sup>, Тессема С.Б.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*ESSTI-EORC, Аддис Абеба, Эфиопия*

В работе представлены и проанализированы распределения классических и горячих полуразделенных затменных двойных по орбитальным и звездным параметрам. Показано, что расхождения в распределениях подтвержденных и заподозренных горячих систем происходят из-за неучета различия эволюционных стадий классических и горячих полуразделенных систем.

## Statistical analysis of semi-detached eclipsing binaries

Malkov O.Yu.<sup>1</sup>, Negu S.H.<sup>2</sup>, Tessema S.B.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*ESSTI-EORC, Addis Ababa, Ethiopia*

Distributions on stellar and orbital parameters of classical and hot semi-detached eclipsing binaries are presented and analyzed. It is shown that a discrepancy in distributions of confirmed and suspected hot systems stems from the neglect of difference in evolutionary stages of classical and hot semi-detached systems.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.038

### 1. Данные для классических и горячих полуразделенных систем

Затменные двойные очень многочисленны. Их исследование является критически важным для создания соотношений между фундаментальными звездными параметрами, такими как масса, радиус, эффективная температура и светимость [1]. Полуразделенные затменные двойные содержат более горячий главный компонент спектрального типа В-А-Ф главной последовательности, ГП (аккректор) и более холодный вторичный компонент спектрального типа F-G-K (донор). Более холодная (и при этом как правило менее массивная) звезда заполняет свою полость Роша, и в системе осуществляется перенос массы на более массивную звезду, не заполняющую свою полость Роша. При этом предполагается, что горячий аккректор имеет нормальную массу для своего спектрального типа, а также светимость, удовлетворяю-

щую соотношению масса-светимость звезд ГП [2] и, таким образом, может рассматриваться как звезда ГП.

Самый большой список затменных двойных систем с известной классификацией, Каталог затменных переменных CEV<sup>1</sup> [3, 4] был составлен главным образом, из объектов Общего каталога переменных звезд, GCVS [5] и позже модернизирован [6]. Некоторые CEV-системы имеют классификаторы, взятые из литературы (далее «подтвержденные» системы), другие были классифицированы в работе [7], где была разработана соответствующая процедура классификации затменных двойных из параметров кривой блеска и спектрального типа, затем протестирована и применена к первоначально неклассифицированным CEV-системам (далее «заподозренные» системы).

В данной работе мы рассматриваем так называемые классические Алголи (далее SA), где акретор имеет спектральный тип в диапазоне от средних В до ранних F типов, а донор — F и позднее, и горячие полуразделенные системы (далее SH), в которых более горячим компонентом является ранняя В-звезда, а более холодным — В или ранняя А. Существуют также системы с субгигантами и гигантами поздних спектральных типов (так называемые холодные полуразделенные системы, SC), однако их количество невелико (соотношение полуразделенных CEV-систем разных типов SA:SH:SC = 2020:104:8), и они здесь не рассматриваются. Эта классификация была предложена Поппером (см. [8]).

Системы SH и SA были выбраны из каталога CEV, после чего для них из каталога Свечникова и Кузнецовой [9] (далее SK) были выбраны орбитальные и звездные параметры. Далеко не все CEV-системы включены в SK: окончательная выборка содержит 306 (1119) и 10 (37) подтвержденных (заподозренных) SA и SH систем, соответственно.

## 2. Распределение систем по параметрам

В данном разделе приводятся распределения орбитальных и звездных параметров подтвержденных и заподозренных SA и SH систем.

Значения орбитальных и звездных параметров оценивались по методике, изложенной и апробированной в пилотном исследовании [10]. Значения масс компонентов брались из SK, по ним из соотношений масса-светимость и масса-радиус оценивались светимости и радиусы, а из уравнения Стефана-Больцмана вычислялись эффективные температуры. Период системы содержится в CEV, вместе с массами

<sup>1</sup>Он-лайн версия каталога: <http://www.inasan.ru/~malkov/CEV/>

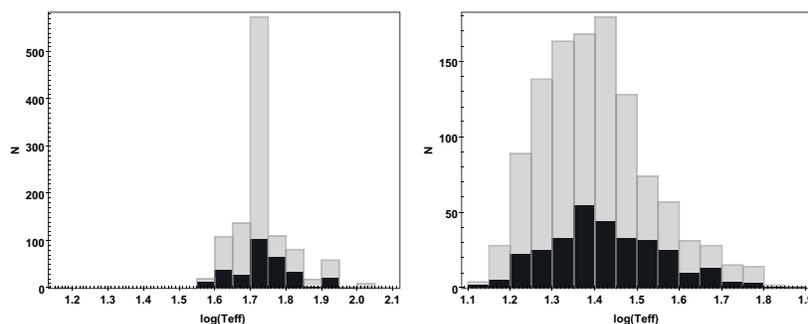


Рис. 1: Распределение аккректоров (левая панель) и доноров (правая панель) подтвержденных (черная гистограмма) и заподозренных (серая гистограмма) SA-систем по эффективной температуре.

он дает значение большой полуоси. Эти параметры, в свою очередь, позволяют получить значения орбитального углового момента и размера полостей Роша компонентов, а также статистически оценить возраст системы.

На всех рисунках гистограммы черного и серого цвета представляют распределения подтвержденных и заподозренных систем, соответственно.

На рис. 1 и 2 представлены распределения аккректоров и доноров SA и SH систем по эффективной температуре. Можно видеть, что если для SA-систем распределения для подтвержденных и заподозренных систем схожи, то для SH-систем они заметно различаются. Аналогичное рассогласование демонстрируют распределения по большой полуоси и отношению масс компонентов.

В [10] было высказано предположение, что классификация SH-систем в [7] проведена неверно. Однако распределение SH-систем по периодам (см. рис. 3, левая панель) показывает согласие между подтвержденными и заподозренными системами. Значения периодов, как было отмечено выше, брались из CEV, в то время как значения масс компонентов (из которых выводились и другие параметры) — из SK. Распределения SH-систем по массам представлены на рис. 4, из которого легко видеть, что для заподозренных систем массы и аккректора, и донора хронически занижены. Массы в каталоге SK оценивались из спектрального типа, который для этих систем как правило был неизвестен из наблюдений и, в свою очередь, брался из GCVS IV (для

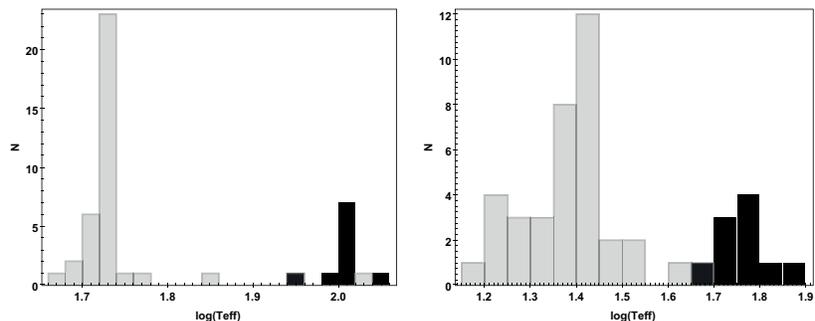


Рис. 2: Распределение аккректоров (левая панель) и доноров (правая панель) подтвержденных (черная гистограмма) и заподозренных (серая гистограмма) SH-систем по эффективной температуре.

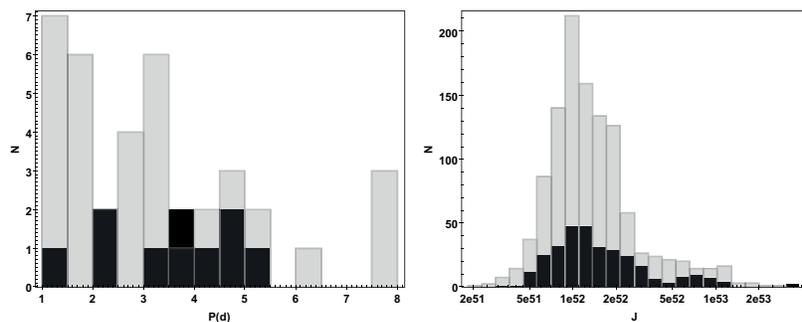


Рис. 3: Левая панель: распределение SH-систем по периоду (в днях). Правая панель: распределение SA-систем по орбитальному угловому моменту (в  $\text{г см}^2 \text{с}^{-1}$ ). Гистограммы черного и серого цвета представляют распределения подтвержденных и заподозренных систем, соответственно.

аккректора) или оценивался из наблюдаемого отношения поверхностных яркостей компонентов (для донора).

Сейчас для целого ряда заподозренных SH-систем спектральные типы известны и включены в CEV. Сравнение показывает, что современные значения (как правило, ранние B) почти всегда на один спектральный класс раньше, чем значения GCVS IV (как правило, ранние A). Очевидно, что оценки спектров, попавшие в GCVS IV, де-

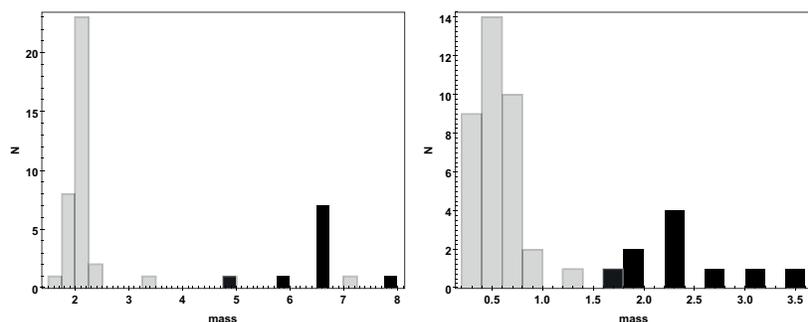


Рис. 4: Распределение аккректоров (левая панель) и доноров (правая панель) подтвержденных (черная гистограмма) и заподозренных (серая гистограмма) SH-систем по массе (в массах Солнца).

лались в предположении принадлежности этих SH-систем к классическим Алголям, т.е., эволюционной однородности этих двух классов.

### 3. Угловой момент полуразделенных систем

Представляется полезным получить распределение полуразделенных систем по орбитальному угловому моменту. В предположении круговой орбиты орбитальный угловой момент двойной системы равен

$$J = \mu\sqrt{GMa}, \quad (1)$$

где  $M$  и  $\mu$  — полная и т.н. редуцированная масса системы, соответственно:

$$M = m_1 + m_2, \quad (2)$$

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}. \quad (3)$$

Здесь  $m_1$  и  $m_2$  — массы компонентов,  $a$  — большая полуось.

Эта процедура проделана здесь для SA-систем в силу их большей представительности и отсутствия описанного выше конфликта классификации SH-систем. Результат представлен на рис. 3 (правая панель).

### 4. Заключение

В работе получены и проанализированы распределения по орбитальным и звездным параметрам полуразделенных систем. Объяснено, в

частности, расхождение в распределениях подтвержденных и заподозренных горячих систем. Очевидно, компоненты горячих и классических полуразделенных систем удовлетворяют разным статистическим соотношениям и, следовательно, представляют собой эволюционно разные ансамбли.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 18-02-00890, 19-07-01198).

### Список литературы

1. O. Y. Malkov, *MNRAS*, **382**, 1073, 2007.
2. G. Giuricin, F. Mardirossian, and M. Mezzetti, *ApJS*, **52**, 35, 1983.
3. O. Y. Malkov, E. Oblak, E. A. Snegireva, and J. Torra, *A&A*, **446**, 785, 2006.
4. O. Y. Malkov, E. Oblak, E. A. Avvakumova, and J. Torra, *A&A*, **465**, 549, 2007.
5. N. N. Samus', E. V. Kazarovets, O. V. Durlevich, N. N. Kireeva, and E. N. Pastukhova, *Astron. Rep.*, **61**, 80, 2017.
6. E. A. Avvakumova, O. Y. Malkov, and A. Y. Kniazev, *Astronomische Nachrichten*, **334**, 860, 2013.
7. E. A. Avvakumova and O. Y. Malkov, *MNRAS*, **444**, 1982, 2014.
8. D. M. Popper, *ARA&A*, **18**, 115, 1980.
9. M. A. Svechnikov and E. F. Kuznetsova, *Katalog priblizhennykh fotometricheskikh i absolutnykh elementov zatmennykh peremennykh zvezd* (1990).
10. S. H. Negu and S. B. Tessema, *International Journal of Astronomy and Astrophysics*, **5**, 222, 2015.

## Соотношение масса-светимость быстро и медленно вращающихся звезд

Малков О.Ю.<sup>1,2</sup>, Князев А.Ю.<sup>3,4,5</sup>, Катков И.Ю.<sup>5,6</sup>

<sup>1</sup>*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия*

<sup>3</sup>*Южноафриканская астрономическая обсерватория, Кейптаун, ЮАР*

<sup>4</sup>*Фонд Южноафриканского Большого Телескопа, Кейптаун, ЮАР*

<sup>5</sup>*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия*

<sup>6</sup>*Нью-Йоркский университет, Абу Даби, ОАЭ*

При сравнении радиусов компонентов затменных/спектроскопических двойных и одиночных звезд были обнаружены значительные расхождения для звезд спектральных классов B0V-G0V. Эта разница может объясняться синхронизацией и связанным с ней замедлением вращения таких компонентов в тесных системах. Предполагается, что компоненты долгопериодических затменных систем не синхронизованы с орбитальным вращением и, следовательно, вращаются быстро и эволюционируют подобно одиночным звездам. Данные только об этом типе двойных могут использоваться для построения соотношения масса-светимость для диапазона умеренных масс. Мы представляем здесь предварительные результаты пилотных спектроскопических наблюдений десятка таких систем, начатых на SALT/HRS с целью построить для них кривые лучевых скоростей и определить параметры компонентов. Это позволит сконструировать корректное, применимое к одиночным звездам, соотношение масса-светимость и пересмотреть вид начальной функции масс на диапазоне  $M/M_{\odot} > 2.7$ .

## Mass-luminosity relation of fast and slow rotators

Malkov O.Yu.<sup>1,2</sup>, Kniazev A.Yu.<sup>3,4,5</sup>, Katkov I.Yu.<sup>5,6</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Moscow State University, Physics Faculty, Moscow, Russia*

<sup>3</sup>*South African Astronomical Observatory, South Africa*

<sup>4</sup>*Southern African Large Telescope Foundation, South Africa*

<sup>5</sup>*Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia*

<sup>6</sup>*New York University Abu Dhabi (NYUAD), UAE*

Comparing the radii of double-lined eclipsing binaries (DLEB) components and single stars, we have found a noticeable difference between observational parameters of B0V-G0V components of DLEB and those of single stars of the corresponding spectral type. Larger radii and higher temperatures of A-F DLEB

can be explained by synchronization of such stars in close systems that prevents them to rotate rapidly. Components of long-period DLEB are presumably not synchronized with the orbital periods. They are, consequently, rapid rotators and evolve similarly with single stars. We assume, that only those data could be used for the construction of mass-luminosity and other relations of such isolated stars for the intermediate mass range. We have started pilot SALT/HRS spectroscopic observations of a dozen of long-period massive eclipsing binaries to construct radial velocity curves and determine masses of components. The preliminary results are presented here. With our observations we are going to make step forward towards the construction of the true mass-luminosity relation, as well as the initial mass function, for the  $M/M_{\odot} > 2.7$  range.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.039

## 1. Введение

Масса звезды — важнейший параметр, в первом приближении полностью определяющий ее эволюцию. Однако, масса динамически не определяется для одиночной звезды, поэтому для оценки звездных масс разработаны опосредованные методы. Самый широко распространенный из них — определение из наблюдений распределения исследуемого звездного ансамбля (звезд поля, скопления) по другому параметру, чаще всего — светимости, и последующий переход к массам звезд с помощью т.н. соотношения масса-светимость (СМС).

Независимое определение массы звезды и ее светимости возможно только для компонентов двойных систем определенных типов. В работе описываются наблюдательные типы двойных, для которых возможно определять массы компонентов, и обсуждаются вопросы, связанные с построением по этим данным соотношений масса светимость малых и умеренных масс.

## 2. Построение соотношения масса-светимость

Один из наблюдательных типов двойных систем, для компонентов которых возможно независимое определение массы звезды и ее светимости — орбитальные двойные (визуальные двойные звезды с известными параметрами орбиты и тригонометрическим параллаксом). Эти звезды, как правило, представляют собой широкие пары, компоненты которых не взаимодействуют друг с другом и в эволюционном смысле аналогичны одиночным звездам. Кроме того, это, как правило, звезды ближайшей солнечной окрестности и, следовательно, преимущественно маломассивные. Проблема определения масс компонентов орбитальных двойных обсуждалась, например, в работах [1, 2, 3], а в

статьях [4, 5, 6, 7] исследовалась задача построения СМС для мало-массивных звезд, основанного на данных о таких звездах.

Другой основной источник независимых определений масс — разделенные затменные двойные звезды с компонентами на главной последовательности, в спектре которых представлены линии обоих компонентов (double-lined eclipsing binaries, DLEB). Это, как правило, сравнительно массивные ( $M/M_{\odot} > 1.5$ ) звезды, и их параметры используются для построения СМС звезд умеренных и больших масс. Точные параметры DLEB-звезд и СМС, построенные на их основе, могут быть найдены, например, в работах [8, 9, 10, 11, 12].

При совместном анализе и использовании этих двух СМС (построенных на основе данных об орбитальных двойных и данных о DLEB-звездах с компонентами на главной последовательности), а также для того, чтобы сравнивать теоретические СМС с эмпирическими данными, обычно по умолчанию предполагалось, что компоненты разделенных тесных и широких двойных эволюционируют одинаково. Необходимо, однако, отметить, что DLEB — это тесные пары, вращение компонентов которых синхронизовано приливным взаимодействием, и эволюционируют они, из-за замедления вращения, иначе чем «изолированные» (т.е., одиночные или входящие в широкие двойные системы) звезды.

При сравнении радиусов DLEB и одиночных звезд в работе [13] было обнаружено заметное различие между наблюдательными параметрами B0V–G0V компонентов DLEB и одиночных звезд аналогичных спектральных классов. Это различие подтвердилось при анализе независимых исследований, опубликованных другими авторами. Такое различие объясняет и несогласие опубликованных шкал болометрических поправок. Большие радиусы и более высокие температуры A–F компонентов DLEB-звезд могут объясняться синхронизацией и связанным с ней замедлением вращения таких компонентов в тесных системах. Другой возможной причиной является эффект наблюдательной селекции: из-за несферичности вращающихся звезд определяемые из наблюдений значения параметры зависят от ориентации их осей вращения. Изолированные звезды ориентированы случайным образом, а компоненты затменных двойных, как правило, наблюдаются со стороны экватора. Систематически меньшие наблюдательные радиусы DLEB звезд спектрального класса В могут объясняться тем, что звезды с большими радиусами не встречаются в разделенных парах с компонентами на главной последовательности: они, в основном, уже заполнили свои полости Роша (что остановило их дальнейший

рост) и стали полуразделенными системами (что исключило их из обсуждаемой статистики).

Затем в работе [14] были собраны данные о фундаментальных параметрах компонентов немногих известных на сегодняшний день долгопериодических DLEB. Эти звезды, предположительно, не претерпели синхронизации вращения с периодом орбиты и, следовательно, вращаются быстро, и эволюционируют аналогично одиночным звездам. По-видимому, только такие данные следует использовать для построения соотношений (в частности, соотношения масса-светимость) для «изолированных» звезд в диапазоне  $M/M_{\odot} > 2.7$ . Массы компонентов других типов двойных звезд (орбитальных, разрешенных спектрально-двойных) редко превышают этот предел.

Имеющихся наблюдательных данных по долгопериодическим (т.е., не синхронизованным) двойным явно недостаточно для построения надежного СМС в диапазоне умеренных звездных масс. Используемое же в настоящее время в диапазоне  $M/M_{\odot} > 2.7$  СМС базируется на данных, полученных для тесных (т.е., синхронизованных) DLEB, а его применение распространяется затем и на одиночные звезды. По-видимому, такое использование СМС неправомерно и приводит к систематически неправильным результатам как при оценивании с его помощью характеристик звезд обсуждаемого диапазона масс, так и при восстановлении с его помощью начальной функции масс.

### 3. Соотношение масса-светимость быстровращающихся звезд

Компоненты долгопериодических DLEB систем, предположительно, не синхронизованы с орбитальными периодами. Они, следовательно, вращаются быстро и эволюционируют так же, как и одиночные звезды. По нашему предположению только эти данные могут быть использованы для построения соотношения масса-светимость (и других соотношений) изолированных звезд для диапазона  $M/M_{\odot} > 2.7$ , так как массы компонентов орбитальных двойных крайне редко превышают этот предел.

Для пилотных спектроскопических наблюдений на SALT/HRS были отобраны 11 массивных долгопериодических затменных двойных из каталога CEV [15, 16, 17]: V883 Ara, KV CMa, V338 Car, V884 Mon, V766 Sgr, FP Car, V1108 Sgr, PW Pup,  $\mu$  Sgr, AL Vel, NN Del. После того, как для этих объектов будут построены кривые лучевых скоростей, совместный анализ спектроскопических и фото-

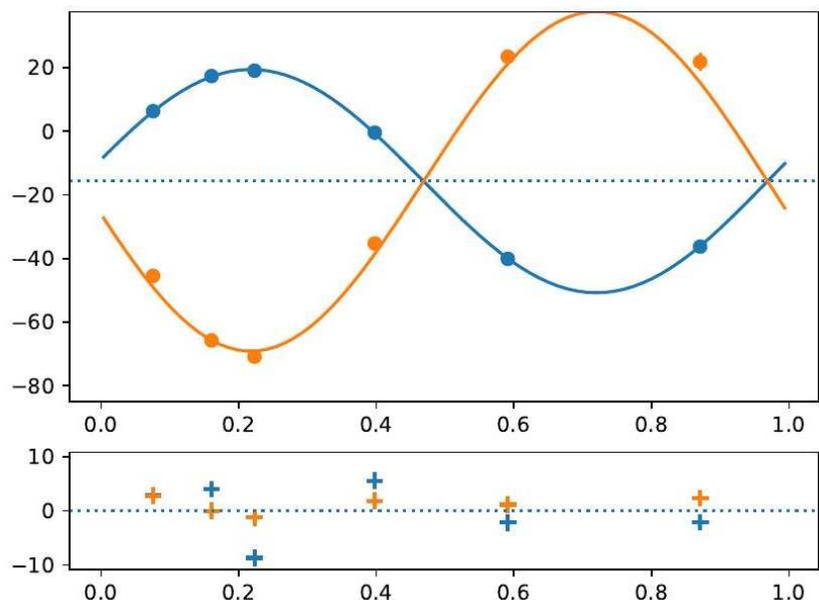


Рис. 1: Кривая лучевых скоростей компонентов FP Car, внизу — отклонения наблюдений от модели.

метрических данных позволит определить массы и светимости компонентов.

В настоящий момент проведено около сотни наблюдений. Все данные получены в режиме Medium Resolution mode (MR;  $R = 37000 - 39000$ ) на спектрографе высокого разрешения (High Resolution Spectrograph, HRS) Южноафриканского большого телескопа (Southern African Large Telescope, SALT). Редукция полученных эшелле данных осуществляется по методике, описанной в [18, 19]. Разработанная система обработки SALT/HRS данных и регулярные калибровки обеспечивают точность определения скоростей около 200 м/с для звезд спектральных классов FGК, наблюдаемых в режиме MR. Точность определения скоростей для более горячих звезд хуже и равна примерно 1 км/с.

Мы разрабатываем собственный программный пакет на Python с использованием библиотеки теоретических звездных спектров [20], с помощью которого будут получены гелиоцентрические наблюдае-

мые скорости  $V_{\text{hel}}$ , металличности Fe/H, эффективные температуры  $T_{\text{eff}}$  и ускорения силы тяжести  $\log g$  для обоих компонентов двойной системы *одновременно* для всех проведенных наблюдений этой системы. Текущая версия кривой лучевых скоростей для GP Car, вместе с отклонениями наблюдений от модели, показана на рис. 1.

#### 4. Заключение

В работе описаны проблемы, связанные с построением соотношения масса-светимость звезд умеренных масс, и обсуждаются пути их преодоления. В настоящее время ведутся наблюдательные программы по спектральным исследованиям долгопериодических затменных двойных с целью определения масс их компонентов и реконструкции соотношения масса-светимость звезд умеренных масс. Эти наблюдения и последующий анализ их результатов позволят продвинуться в направлении построения корректного соотношения масса-светимость, и, соответственно, пересмотреть для звезд с массами  $M/M_{\odot} > 2.7$  начальную функцию масс (НФМ) — фундаментальное распределение, определяющее строение и эволюцию звездных ансамблей. Этот результат будет востребован для построения НФМ, основанной на огромном количестве объектов из больших обзоров: наземного проекта LSST и космического — Gaia.

АЮК благодарит за финансовую поддержку Национальный исследовательский фонд (National Research Foundation) ЮАР.

#### Список литературы

1. J. A. Docobo, V. S. Tamazian, O. Y. Malkov, P. P. Campo, and D. A. Chulkov, *MNRAS*, **459**, 1580, 2016.
2. O. Y. Malkov, V. S. Tamazian, J. A. Docobo, and D. A. Chulkov, *A&A*, **546**, A69, 2012.
3. J. Fernandes, Y. Lebreton, A. Baglin, and P. Morel, *A&A*, **338**, 455, 1998.
4. T. J. Henry, in R. W. Hilditch, H. Hensberge, and K. Pavlovski, eds., *Spectroscopically and Spatially Resolving the Components of the Close Binary Stars*, *ASP Conf. Ser.*, volume 318, 159–165 (2004).
5. X. Delfosse, T. Forveille, D. Ségransan, J.-L. Beuzit, S. Udry, C. Perrier, and M. Mayor, *A&A*, **364**, 217, 2000.
6. T. J. Henry, O. G. Franz, L. H. Wasserman, G. F. Benedict, P. J. Shelus, P. A. Ianna, J. D. Kirkpatrick, and D. W. McCarthy, Jr., *ApJ*, **512**, 864, 1999.
7. O. Y. Malkov, A. E. Piskunov, and D. A. Shpil’Kina, *A&A*, **320**, 79, 1997.
8. G. Torres, J. Andersen, and A. Giménez, *A&A Rev.*, **18**, 67, 2010.
9. D. A. Kovaleva, *Astron. Rep.*, **45**, 972, 2001.

10. S. Y. Gorda and M. A. Svechnikov, *Astron. Rep.*, **42**, 793, 1998.
11. J. Andersen, *A&A Rev.*, **3**, 91, 1991.
12. D. M. Popper, *ARA&A*, **18**, 115, 1980.
13. O. Y. Malkov, *A&A*, **402**, 1055, 2003.
14. O. Y. Malkov, *MNRAS*, **382**, 1073, 2007.
15. O. Y. Malkov, E. Oblak, E. A. Snegireva, and J. Torra, *A&A*, **446**, 785, 2006.
16. O. Y. Malkov, E. Oblak, E. A. Avvakumova, and J. Torra, *A&A*, **465**, 549, 2007.
17. E. A. Avvakumova, O. Y. Malkov, and A. Y. Kniazev, *Astronomische Nachrichten*, **334**, 860, 2013.
18. A. Y. Kniazev, V. V. Gvaramadze, and L. N. Berdnikov, *MNRAS*, **459**, 3068, 2016.
19. A. Y. Kniazev, I. A. Usenko, V. V. Kovtyukh, and L. N. Berdnikov, *Astron. Bull.*, **74**, 208, 2019.
20. P. R. T. Coelho, *MNRAS*, **440**, 1027, 2014.

## Построение карты поглощения в Галактике. Расчет блеска звезды

Сичевский С.Г.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Оценка характеристик звезд и межзвездного поглощения в рамках байесовского подхода, как правило, представляет собой некоторую итеративную процедуру, например, метод Монте-Карло с цепями Маркова. При этом необходимо для большого набора значений, характеризующих звезду и межзвездное поглощение, рассчитывать соответствующие им значения блеска звезды. В работе рассмотрен подход к расчету блеска звезды с учетом межзвездного поглощения, позволяющий сократить время поиска оптимальной оценки.

## Construction of an extinction map in the Galaxy. Calculation of stellar magnitude

Sichevsky S.G.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Typically, an optimal Bayesian estimate is an iterative procedure. The use of this approach to estimate the value of interstellar extinction requires the calculation of stellar magnitudes. The paper considers an approach to the calculation of stellar magnitudes taking into account interstellar extinction, which makes it possible to reduce the search time for the optimal Bayesian estimate.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.040

### 1. Введение

Основная часть данных в астрофизике получается по измерению излучения наблюдаемых объектов. Однако между наблюдателем и звездой находится межзвездная среда, а именно межзвездная пыль, ослабляющая излучение. Суммарный эффект ослабления света связан с рассеянием и истинным поглощением на пылевых частицах межзвездной среды. Распределение межзвездной пыли можно получить, исследуя излучение, проходящее через пылевые облака, а также измеряя собственное излучение пыли [1].

Одним из способов изучения межзвездного поглощения является построение карты поглощения по анализу фотометрических наблюдений, используя теоретико-вероятностные методы, например, так на-

зывается, байесовский подход [2]. Его преимуществом является то, что анализируются не одиночные звезды, а вся совокупность звезд в рассматриваемой области. Это позволяет использовать дополнительную априорную информацию о том, что межзвездное поглощение не может убывать с увеличением расстояния от наблюдателя, что накладывает ограничения на вид зависимости межзвездного поглощения от расстояния.

Как правило, оптимальный способ оценки в рамках байесовского подхода представляет собой итеративную процедуру, требующую больших затрат времени на ЭВМ, например, метод Монте-Карло с цепями Маркова. В том числе, это связано с тем, что необходимо для большого набора значений, характеризующих звезду (например, температура, поверхностное ускорение, радиус) и межзвездное поглощение, рассчитывать соответствующее им значения блеска звезды.

В настоящей работе рассмотрен подход к вычислению блеска звезды, позволяющий сократить время затрачиваемое на поиск оптимальной оценки в рамках байесовского подхода.

## 2. Расчет межзвездного поглощения

Предположим, что расстояние  $d$  от звезды до наблюдателя много больше радиуса звезды  $R$ , так что все лучи, идущие от звезды к наблюдателя, можно считать параллельными. Пренебрегая эффектом потемнения к краю диска звезды, получаем следующее соотношение:

$$E(\lambda) = \int F(\lambda) d\omega = 2\pi \frac{R^2}{d^2} F(\lambda) \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \theta \cos \theta d\theta = \pi \frac{\theta_d^2}{4} F(\lambda). \quad (1)$$

Соотношение (1) определяет освещенность, создаваемую звездой с видимым угловым диаметром  $\theta_d$ , без учета поглощения света межзвездной средой. Характерной особенностью межзвездного поглощения является его зависимость от длины волны. Численные значения межзвездного поглощения выражают обычно в звездных величинах:

$$A(\lambda) = -2.5 \log \frac{E(\lambda)}{E_0(\lambda)}, \quad (2)$$

где  $E_0(\lambda)$  — освещенность в отсутствии межзвездного поглощения,  $E(\lambda)$  — измеренная освещенность, претерпевшая межзвездное поглощение на пути до наблюдателя.

Соотношение (1) определяет освещенность, создаваемую звездной в месте наблюдения, но без учета влияния межзвездного поглощения. С целью учесть это влияние на излучение звезды применим широко используемый закон межзвездного поглощения Каррдели и др. [3], согласно которому:

$$A(\lambda) = A_0 \cdot \left[ a(\lambda) + \frac{b(\lambda)}{R_0} \right], \quad (3)$$

где  $a(\lambda)$  и  $b(\lambda)$  — известные коэффициенты, а  $A_0$ ,  $R_0$  — свободные параметры. Такой закон межзвездного поглощения удобен в применении, так как необходимо всего два свободных параметра. Часто в соотношении (3)  $A_0$  обозначают  $A_V$ , хотя это неверно. Значение полного поглощения в полосе  $V$  зависит не только от свойств межзвездной пыли, а также от спектра излучения звезды. В общем случае поглощение в полосе с кривой реакции  $T(\lambda)$  при наблюдении звезды со спектром  $F(\lambda)$  определяется выражением:

$$A_V = -2.5 \lg \frac{\int F(\lambda)T(\lambda)10^{-0.4A(\lambda)}d\lambda}{\int F(\lambda)T(\lambda)d\lambda}. \quad (4)$$

По этой причине при фиксированном параметре  $A_0$  наблюдения двух звезд, имеющих разные температуры, дадут разные значения  $A_V$ . В отличие от  $A_V$  параметр  $A_0$  не зависит от наблюдаемой звезды и определяется только межзвездной средой.

С учетом межзвездного поглощения освещенность в месте наблюдения от звезды с видимым угловым диаметром  $\theta_d$  определяется соотношением:

$$E(\lambda) = \pi \cdot \frac{\theta_d^2}{4} \cdot F(\lambda) \cdot 10^{-0.4 \cdot A(\lambda)}. \quad (5)$$

Известно, что расчетные кривые межзвездного поглощения могут отличаться от наблюдений. Причиной отклонений может быть то, что излучение от звезд испытывает поглощение в нескольких облаках с разной величиной  $R$ . Показано, что значение параметра  $R$  может меняться в больших пределах, и, следовательно, использование усредненного закона межзвездного поглощения может привести к непредсказуемым ошибкам в значениях определяемых характеристик звезд и межзвездной среды.

Учтем это следующим образом. Представим модель, описывающую зависимость межзвездного поглощения от расстояния, в виде зависимости параметров ( $A_0$  и  $R_0$ ) кривой межзвездного поглощения

от расстояния. В заданном направлении распределение поглощающих облаков представляется набором пар  $\{A_{0,i}, R_{0,i}\}$  для соответствующих расстояний  $d_i$ . Таким образом при наблюдении источника излучения, находящегося на расстоянии  $d$ , величина межзвездного поглощения  $A_\lambda$  складывается из поглощения в отдельных облаках, заданных величинами  $\{A_{0,i}, R_{0,i}\}$ , и расстояние до которых  $d_i \leq d$ . С учетом предложенного описания зависимости межзвездного поглощения от расстояния величина освещенности  $E(\lambda)$  на расстоянии  $d$  от звезды определяется соотношением:

$$E(\lambda) = \pi \cdot \frac{\theta_d^2}{4} \cdot F(\lambda) \cdot 10^{-0.4 \cdot A_\lambda},$$

$$A_\lambda = \sum_{i=1}^n A_{0,i} \cdot \left[ a(\lambda) + \frac{b(\lambda)}{R_{0,i}} \right], \quad d_n \leq d, d_{n+1} > d. \quad (6)$$

### 3. Расчет блеска звезды

Наблюдаемый блеск звезды в полосе с кривой реакции  $T(\lambda)$ :

$$m = -2.5 \lg \frac{\int_{\lambda_2}^{\lambda_1} E(\lambda) T(\lambda) \lambda d\lambda}{\int_{\lambda_2}^{\lambda_1} E_0(\lambda) T(\lambda) \lambda d\lambda} + m_0, \quad (7)$$

где  $E(\lambda)$  — освещенность согласно соотношению (6), а  $E_0(\lambda)$  — освещенность «стандартного» источника (например, Веги) с известной величиной блеска равной  $m_0$ .

Из соотношения (7) видно, что расчет блеска звезды требует вычисления как величины  $F(\lambda)$ , так и интеграла, ядром которого является произведение  $E(\lambda)$  на  $T(\lambda)$ . Современная теория звездных атмосфер позволяет рассчитывать поток излучения  $F(\lambda)$  для широких значений температур, поверхностного ускорения и металличностей. Однако расчет не самых сложных моделей требует больших затрат времени на ЭВМ. Из соотношений (6) и (7) очевидно, что затраты времени становятся особенно существенными, когда необходимо рассчитать блеск для тысяч и более различных атмосферных характеристик звезды и кривой межзвездного поглощения, что требуется для многих современных способов оценивая характеристик звезд — будь то исследование апостериорной вероятности, например, с помощью методов Монте-Карло с цепями Маркова, которые часто используются в байесовской статистике, или будь то решение методом оптимизации задачи о наименьшей сумме квадратов, например, используя

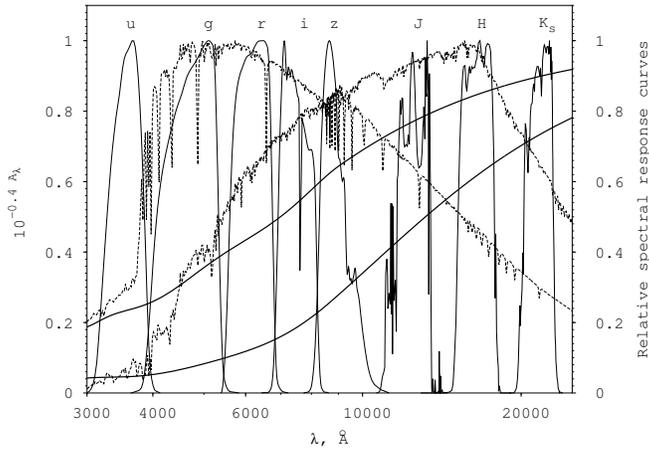


Рис. 1: Пример межзвездного поглощения для двух различных пар значений  $A_0$  и  $R_0$  (толстые сплошные линии) на фоне нормализованных спектров звезд для двух значений  $T_{\text{eff}}$  — 5000 К и 7500 К. Также показаны кривые реакции обзоров SDSS ( $ugriz$ ) и 2MASS ( $JHK_s$ ).

алгоритм Левенберга-Маркварда. По этой причине необходим подход, представляющий компромисс между быстротой расчета блеска звезды и эффективностью (точностью).

Введем обозначение

$$C_i(\lambda) = 10^{-0.4A_i(\lambda)},$$

$$A_i(\lambda) = A_{0,i} \cdot \left[ a(\lambda) + \frac{b(\lambda)}{R_{0,i}} \right],$$

тогда соотношение (6) примет следующий вид

$$E(\lambda) = \pi \cdot \frac{\theta_d^2}{4} \cdot F(\lambda) \cdot C_\lambda,$$

$$C_\lambda = \prod_{i=1}^n C_i(\lambda), \quad d_n \leq d, d_{n+1} > d. \quad (8)$$

С учетом соотношений (8) и (7) наблюдаемый блеск звезды зависит от интеграла

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F(\lambda)T(\lambda)C_\lambda d\lambda, \quad (9)$$

вычисление значения которого необходимо максимально упростить.

На рис. 1 видно, что ни кривые реакции, ни тем более распределение энергии в спектре звезды не являются достаточно гладкими, чтобы приблизить их, например, кусочно-линейными функциями. Однако внутри конкретной фотометрической полосы кривые межзвездного поглощения  $C_i(\lambda)$  обладают необходимым свойством гладкости. Пусть в заданном диапазоне длин волн определены такие значения  $k_i$  и  $b_i$ , что

$$\tilde{C}_i(\lambda) = k_i \cdot \lambda + b_i$$

является линейным приближением зависимости  $C_i(\lambda)$ . Тогда

$$\tilde{C}_\lambda = \prod_{i=1}^n k_i \cdot \lambda + b_i = a_0 + \sum_{i=1}^n a_i \cdot \lambda^i, \quad (10)$$

где значения  $a_i$  не зависят от  $\lambda$  и выражаются через  $k_i$  и  $b_i$ . Таким образом интеграл (9) можно записать в виде суммы

$$a_0 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F(\lambda)T(\lambda)d\lambda + \sum_{i=1}^n a_i \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F(\lambda)T(\lambda)\lambda^i d\lambda. \quad (11)$$

В выражении (11) под знаком интеграла нет величин, связанных с кривой межзвездного поглощения. Это означает, что для определения блеска звезды можно независимо друг от друга вычислить  $n + 1$  величин

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F(\lambda)T(\lambda)\lambda^i d\lambda, \quad i = 0 \dots n, \quad (12)$$

которые зависят *только* от характеристик звезды и кривой реакции фотометрической полосы, а также вычислить  $a_i$ , которые зависят *только* от кривой межзвездного поглощения.

Рассмотрим  $a_i$  в соотношении (10). Пусть  $k$  первых  $\tilde{C}_i(\lambda)$  были перемножены и определены соответствующие  $a_{i,k}$ . Найдем значения

$a_{i,k+1}$ . Рассмотрим выражение

$$(k_{k+1}\lambda + b_{k+1}) \sum_{i=0}^k a_{i,k} \lambda^i. \quad (13)$$

Раскроем скобки в соотношении (13) и выполним его преобразование

$$\begin{aligned} & \sum_{i=0}^k k_{k+1} a_{i,k} \lambda^{i+1} + \sum_{i=0}^k b_{k+1} a_{i,k} \lambda^i = \\ &= \sum_{i=0}^k k_{k+1} a_{i,k} \lambda^{i+1} + b_{k+1} a_{0,k} + \sum_{i=1}^k b_{k+1} a_{i,k} \lambda^i = \\ &= b_{k+1} a_{0,k} + \sum_{i=1}^{k+1} k_{k+1} a_{i-1,k} \lambda^i + \sum_{i=1}^k b_{k+1} a_{i,k} \lambda^i = \\ &= b_{k+1} a_{0,k} + \sum_{i=1}^k k_{k+1} a_{i-1,k} \lambda^i + k_{k+1} a_{k,k} \lambda^{k+1} + \sum_{i=1}^k b_{k+1} a_{i,k} \lambda^i = \\ &= b_{k+1} a_{0,k} + \sum_{i=1}^k (k_{k+1} a_{i-1,k} + b_{k+1} a_{i,k}) \lambda^i + k_{k+1} a_{k,k} \lambda^{k+1}. \end{aligned}$$

Анализ коэффициентов при  $\lambda^j$  приводит к рекуррентным соотношениям:

$$\begin{aligned} a_{0,k+1} &= b_{k+1} a_{0,k}, \\ a_{j,k+1} &= k_{k+1} a_{j-1,k} + b_{k+1} a_{j,k}, \quad j = 1 \dots k, \\ a_{k+1,k+1} &= k_{k+1} a_{k,k}, \end{aligned} \quad (14)$$

которые позволяют вычислять  $a_{i,k+1}$  через предыдущие значения  $a_{i,k}$ , при этом

$$a_{0,0} = b_0, \quad a_{1,0} = k_0.$$

#### 4. Заключение

Рассмотрен подход к вычислению блеска звезды, который позволяет сократить объем вычислений, например в задачах оптимального оценивания. Как правило, способ оценки физических характеристик на основе измерений представляет собой некоторую процедуру, требующую расчета теоретического значения измеренной величины — блеска звезды. С этой целью для большого количества различных характеристик звезды и кривой межзвездного поглощения выполняют

предварительные вычисления значений блеска. Если имеются  $N$  различных характеристик звезды и  $K$  характеристик кривой межзвездного поглощения, то описанный подход позволяет уменьшить объем вычислений с  $N \times K$  до  $N + K$ .

### Список литературы

1. D. J. Schlegel, D. P. Finkbeiner, and M. Davis, *ApJ*, **500**, 525, 1998.
2. S. G. Sichevskij, *Astron. Bull.*, **72**, 141, 2017.
3. J. A. Cardelli, G. C. Clayton, and J. S. Mathis, *ApJ*, **345**, 245, 1989.

## Соотношение между радиусом и атмосферными параметрами звезд

Сичевский С.Г.<sup>1</sup>, Малков О.Ю.<sup>1</sup>, Жао Г.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Key Laboratory of Optical Astronomy, National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing, China*

Для набора моделей звездных атмосфер, характеризующихся эффективной температурой, поверхностным ускорением и металличностью, проведена оценка соответствующих им значений радиуса звезды. Наличие оценки радиуса для модели звездной атмосферы позволяет вычислять не только показатель цвета, но и блеск звезды, что позволяет, в частности, рассчитывать абсолютные звездные величины.

### Relation between stellar radius and atmospheric parameters

Sichevsky S.G.<sup>1</sup>, Malkov O.Yu.<sup>1</sup>, Zhao G.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Key Laboratory of Optical Astronomy, National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing, China*

We have made an estimation of radius for a set of stellar atmosphere models, described by certain effective temperature, gravity and metallicity values. Such an estimate allows us to calculate color index and brightness and, consequently, absolute magnitude.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.041

### 1. Введение

Современные фотометрические каталоги содержат результаты наблюдений сотен миллионов объектов. Так, в обзоре 2MASS приведена  $JHK_s$  фотометрия  $\sim 5 \cdot 10^8$  точечных источников, в Pan-STARRS —  $grizy$  фотометрия  $\sim 2 \cdot 10^9$  источников, в SDSS —  $ugriz$  фотометрия  $\sim 3 \cdot 10^8$  источников и в IPHAS —  $H\alpha r i$  фотометрия  $2 \cdot 10^8$  источников.

С другой стороны, недавно появились спектроскопические обзоры SEGUE (содержит около  $2 \cdot 10^5$  спектров) и LEGUE (содержит более  $10^6$  спектров). Для звезд, входящих в эти обзоры, определены атмосферные параметры (эффективная температура, ускорение силы тяжести, химический состав).

Пылевые облака изменяют проходящее сквозь них излучение звезд. Современные теории звездных атмосфер, строения и эволюции звезд позволяют описывать, как должны излучать звезды [1]. Таким образом, анализируя накопленные наблюдательные фотометрические и спектроскопические данные, можно проводить изучение не только звезд, но и межзвездной среды. Как правило, такой анализ, основан на методе максимального правдоподобия и представляет собой некоторую итеративную процедуру, требующую расчета теоретического значения измеренной величины, т.е. блеска звезды.

В данной работе для выбранных значений эффективной температуры, поверхностного ускорения и металличности (соответствующих моделям звездных атмосфер ATLAS9 [1]), проведена оценка соответствующих им значений радиуса звезды. Наличие оценки радиуса позволяет вычислять не только показатель цвета, но и блеск звезды, что позволяет рассчитывать абсолютные звездные величины.

## 2. Способ оценки радиуса звезды

Оценка радиуса проведена на основе современных расчетов моделей внутреннего строения и эволюции звезд. В работе использованы эволюционные расчеты группы из Женевской обсерватории [2, 3], двух типов — с учетом и без учета вращения звезд. Примененные эволюционные треки соответствуют звездам с начальной массой от  $0.8M_{\odot}$  до  $120M_{\odot}$  двух химических составов —  $Z=0.014$  и  $Z=0.002$ . Проверка и оценка точности выполнена на хорошо изученных различными методами звездах, покрывающих две густонаселенные области на диаграмме ГР — область главной последовательности и ветвь красных гигантов. Подробное описание примененного способа оценки радиуса звезды приведено в работе [4]. Результат оценки радиуса приведен в табл. 1.

Таблица 1: Оценки радиуса  $R_0$  и  $R_{-1}$  звезды, соответствующие двум значениям металличности ( $[Fe/H]=0$  и  $[Fe/H]=-1$ , соответственно).

$T_{\text{eff}}$	$\lg g$	$R_0$	$\sigma$	$R_{-1}$	$\sigma$	$T_{\text{eff}}$	$\lg g$	$R_0$	$\sigma$	$R_{-1}$	$\sigma$
3500	0.0	477.0	19.0	—	—	9250	2.5	24.4	1.4	21.3	1.6
3500	0.5	139.6	6.7	—	—	9250	3.0	11.0	0.7	10.2	0.5
3750	0.0	634.1	28.1	—	—	9250	3.5	5.1	0.2	4.6	0.2
3750	0.5	255.9	24.8	—	—	9250	4.0	2.5	0.1	2.2	0.1
3750	1.0	76.3	4.0	—	—	9250	4.5	—	—	1.1	0.0
4000	0.0	653.0	35.8	—	—	9500	2.0	56.5	2.6	49.5	5.3
4000	0.5	301.0	18.8	190.0	13.6	9500	2.5	24.9	1.3	21.8	1.7
4000	1.0	138.3	9.3	50.6	2.8	9500	3.0	11.2	0.6	10.4	0.5
4000	1.5	40.1	3.0	—	—	9500	3.5	5.2	0.2	4.6	0.2
4250	0.0	641.4	62.6	696.6	27.6	9500	4.0	2.6	0.1	2.2	0.1

$T_{\text{eff}}$	$\lg g$	$R_0$	$\sigma$	$R_{-1}$	$\sigma$	$T_{\text{eff}}$	$\lg g$	$R_0$	$\sigma$	$R_{-1}$	$\sigma$
4250	0.5	313.4	19.5	281.7	18.9	9500	4.5	—	—	1.2	0.0
4250	1.0	148.3	7.7	95.3	7.1	9750	2.0	57.8	2.7	50.4	5.1
4250	1.5	67.2	4.7	27.6	1.4	9750	2.5	25.4	1.3	22.2	1.7
4250	2.0	21.1	1.6	—	—	9750	3.0	11.4	0.6	10.6	0.5
4500	0.0	667.4	127.4	760.6	43.6	9750	3.5	5.3	0.2	4.7	0.2
4500	0.5	335.9	14.0	313.4	21.0	9750	4.0	2.6	0.1	2.3	0.1
4500	1.0	152.0	8.7	143.3	12.4	9750	4.5	—	—	1.2	0.0
4500	1.5	70.6	3.6	44.9	3.4	10000	2.0	59.0	2.9	51.5	5.0
4500	2.0	31.9	2.5	15.2	0.6	10000	2.5	25.9	1.4	22.7	1.7
4500	2.5	11.7	0.8	—	—	10000	3.0	11.6	0.7	10.8	0.5
4500	3.0	4.7	0.1	—	—	10000	3.5	5.4	0.2	4.8	0.2
4750	0.0	623.8	169.5	806.6	57.2	10000	4.0	2.7	0.1	2.3	0.1
4750	0.5	348.2	16.2	331.6	22.1	10000	4.5	—	—	1.2	0.0
4750	1.0	157.5	10.5	147.1	7.4	10250	2.0	60.1	3.1	52.5	5.0
4750	1.5	72.9	3.0	66.0	7.6	10250	2.5	26.4	1.5	23.2	1.8
4750	2.0	34.0	1.1	23.2	2.1	10250	3.0	11.8	0.7	11.1	0.5
4750	2.5	15.7	1.1	8.7	0.4	10250	3.5	5.5	0.2	4.9	0.2
4750	3.0	6.6	0.3	—	—	10250	4.0	2.7	0.1	2.4	0.1
4750	3.5	3.0	0.1	—	—	10250	4.5	—	—	1.2	0.0
5000	0.0	687.8	183.2	833.0	60.0	10500	2.0	61.4	3.2	53.6	4.9
5000	0.5	361.3	14.7	348.9	22.5	10500	2.5	27.0	1.7	23.7	1.8
5000	1.0	161.3	11.1	150.3	7.9	10500	3.0	12.0	0.7	11.3	0.5
5000	1.5	74.4	4.1	67.6	7.7	10500	3.5	5.5	0.2	5.0	0.2
5000	2.0	35.2	1.0	29.4	3.2	10500	4.0	2.8	0.1	2.4	0.1
5000	2.5	17.3	0.3	13.1	1.0	10500	4.5	—	—	1.2	0.0
5000	3.0	8.1	0.4	5.2	0.2	10750	2.0	62.6	3.0	54.8	4.9
5000	3.5	3.7	0.1	—	—	10750	2.5	27.6	1.7	24.3	1.8
5000	4.0	1.6	0.0	—	—	10750	3.0	12.2	0.7	11.5	0.5
5000	4.5	0.8	0.0	—	—	10750	3.5	5.6	0.2	5.1	0.2
5250	0.0	628.1	161.1	864.9	54.1	10750	4.0	2.8	0.1	2.4	0.1
5250	0.5	363.9	20.2	369.2	24.8	10750	4.5	—	—	1.3	0.0
5250	1.0	167.3	11.2	156.4	7.2	11000	2.0	63.7	3.0	56.0	4.9
5250	1.5	76.5	4.4	68.8	7.3	11000	2.5	28.2	1.8	24.7	1.8
5250	2.0	36.3	1.2	30.6	2.9	11000	3.0	12.4	0.7	11.7	0.6
5250	2.5	17.7	0.5	14.7	0.8	11000	3.5	5.7	0.2	5.2	0.2
5250	3.0	8.3	0.2	7.0	0.4	11000	4.0	2.9	0.1	2.5	0.1
5250	3.5	3.8	0.1	2.9	0.1	11000	4.5	—	—	1.3	0.0
5250	4.0	1.6	0.0	—	—	11250	2.0	64.9	3.2	57.5	5.1
5250	4.5	0.9	0.0	—	—	11250	2.5	28.7	1.8	25.3	1.9
5500	0.0	568.3	93.5	909.6	36.7	11250	3.0	12.6	0.7	11.9	0.6
5500	0.5	383.5	29.4	392.2	31.4	11250	3.5	5.8	0.2	5.3	0.2
5500	1.0	175.2	10.3	162.8	6.6	11250	4.0	2.9	0.1	2.5	0.1
5500	1.5	78.6	3.9	70.9	7.4	11250	4.5	—	—	1.3	0.0
5500	2.0	36.9	1.3	31.8	2.9	11500	2.0	66.2	3.5	59.1	5.3
5500	2.5	18.0	0.5	14.6	0.6	11500	2.5	29.1	1.8	25.8	2.0
5500	3.0	8.3	0.2	7.4	0.3	11500	3.0	12.9	0.6	12.2	0.5
5500	3.5	3.8	0.1	3.2	0.1	11500	3.5	5.9	0.2	5.4	0.2
5500	4.0	1.7	0.0	—	—	11500	4.0	3.0	0.1	2.6	0.1
5500	4.5	0.9	0.0	—	—	11500	4.5	—	—	1.3	0.0
5750	0.5	390.7	62.9	407.9	34.7	11750	2.0	67.5	3.9	60.9	5.6
5750	1.0	182.5	12.5	168.4	12.4	11750	2.5	29.6	1.8	26.2	2.1
5750	1.5	79.6	5.4	74.1	10.8	11750	3.0	13.1	0.6	12.4	0.5
5750	2.0	37.0	1.7	32.2	4.0	11750	3.5	6.0	0.2	5.5	0.2
5750	2.5	18.2	1.1	15.0	0.7	11750	4.0	3.0	0.1	2.6	0.1
5750	3.0	8.3	0.4	7.4	0.3	11750	4.5	—	—	1.3	0.0
5750	3.5	3.8	0.1	3.3	0.1	12000	2.5	30.1	1.9	26.6	2.2
5750	4.0	1.8	0.0	—	—	12000	3.0	13.3	0.6	12.6	0.5
5750	4.5	0.9	0.0	—	—	12000	3.5	6.1	0.2	5.6	0.2
6000	0.5	384.6	80.8	429.5	39.3	12000	4.0	3.0	0.1	2.7	0.1
6000	1.0	190.2	8.6	174.4	13.7	12000	4.5	—	—	1.4	0.0
6000	1.5	82.3	6.8	76.3	9.3	12250	2.5	30.6	1.9	27.0	2.2
6000	2.0	38.0	1.9	33.4	4.0	12250	3.0	13.5	0.7	12.8	0.6
6000	2.5	18.6	1.1	15.7	0.7	12250	3.5	6.2	0.2	5.7	0.2
6000	3.0	8.4	0.5	7.5	0.5	12250	4.0	3.1	0.1	2.7	0.1
6000	3.5	3.8	0.2	3.4	0.1	12250	4.5	—	—	1.4	0.0
6000	4.0	1.8	0.1	1.5	0.0	12500	2.5	31.2	2.0	27.5	2.2
6000	4.5	—	—	0.8	0.0	12500	3.0	13.7	0.7	13.0	0.6
6250	0.5	371.1	87.8	451.9	44.8	12500	3.5	6.3	0.2	5.7	0.2
6250	1.0	197.3	7.8	181.2	15.1	12500	4.0	3.1	0.1	2.7	0.1
6250	1.5	84.2	6.4	79.0	8.8	12500	4.5	—	—	1.4	0.0
6250	2.0	38.8	1.8	34.3	4.3	12750	2.5	31.7	2.0	27.9	2.3
6250	2.5	19.0	1.2	16.2	0.9	12750	3.0	13.9	0.7	13.2	0.6
6250	3.0	8.5	0.6	7.7	0.5	12750	3.5	6.3	0.2	5.8	0.2
6250	3.5	3.9	0.2	3.5	0.1	12750	4.0	3.2	0.1	2.8	0.1
6250	4.0	1.9	0.1	1.6	0.0	12750	4.5	—	—	1.4	0.0
6250	4.5	—	—	0.9	0.0	13000	2.5	32.2	2.0	28.5	2.2
6500	0.5	360.6	99.4	480.0	53.3	13000	3.0	14.1	0.7	13.4	0.6
6500	1.0	202.9	9.7	189.2	16.8	13000	3.5	6.4	0.2	5.9	0.3
6500	1.5	86.7	5.8	81.6	8.5	13000	4.0	3.2	0.1	2.8	0.1

$T_{\text{eff}}$	$\lg g$	$R_0$	$\sigma$	$R_{-1}$	$\sigma$	$T_{\text{eff}}$	$\lg g$	$R_0$	$\sigma$	$R_{-1}$	$\sigma$
6500	2.0	40.0	1.9	35.3	4.5	13000	4.5	-	-	1.4	0.0
6500	2.5	19.4	1.3	16.6	0.9	14000	2.0	73.7	12.2	76.8	7.5
6500	3.0	8.7	0.6	7.9	0.5	14000	2.5	34.3	2.2	30.7	2.0
6500	3.5	4.0	0.2	3.6	0.1	14000	3.0	14.9	0.8	14.3	0.7
6500	4.0	2.0	0.1	1.6	0.0	14000	3.5	6.8	0.3	6.3	0.3
6500	4.5	-	-	0.9	0.0	14000	4.0	3.4	0.1	3.0	0.1
6750	0.5	350.5	96.7	501.9	64.8	14000	4.5	-	-	1.5	0.0
6750	1.0	207.3	13.4	197.9	17.9	15000	2.5	36.5	2.7	33.4	2.6
6750	1.5	89.6	5.3	84.1	8.2	15000	3.0	15.8	0.9	15.2	0.8
6750	2.0	40.7	1.9	36.5	4.8	15000	3.5	7.2	0.2	6.7	0.3
6750	2.5	19.8	1.2	17.0	0.9	15000	4.0	3.6	0.1	3.2	0.1
6750	3.0	8.9	0.6	8.1	0.5	15000	4.5	-	-	1.6	0.0
6750	3.5	4.1	0.2	3.7	0.2	16000	2.5	38.8	3.2	35.8	2.9
6750	4.0	2.1	0.1	1.7	0.0	16000	3.0	16.7	1.0	16.1	0.9
6750	4.5	-	-	0.9	0.0	16000	3.5	7.6	0.3	7.1	0.3
7000	0.5	377.0	108.4	532.7	93.1	16000	4.0	3.8	0.1	3.3	0.1
7000	1.0	210.3	19.9	206.5	19.1	16000	4.5	-	-	1.7	0.0
7000	1.5	94.4	4.5	87.2	8.1	17000	2.5	41.4	3.9	38.7	3.2
7000	2.0	41.8	2.2	37.6	5.1	17000	3.0	17.6	1.1	16.9	0.9
7000	2.5	20.3	1.3	17.5	1.0	17000	3.5	7.9	0.3	7.5	0.3
7000	3.0	9.1	0.6	8.3	0.5	17000	4.0	4.0	0.1	3.5	0.1
7000	3.5	4.2	0.2	3.8	0.2	17000	4.5	-	-	1.8	0.0
7000	4.0	2.1	0.1	1.7	0.0	18000	2.5	44.6	5.1	42.3	3.3
7250	0.5	400.0	102.7	572.5	120.1	18000	3.0	18.5	1.2	17.8	1.0
7250	1.0	211.0	29.1	215.8	20.5	18000	3.5	8.3	0.3	7.8	0.3
7250	1.5	97.7	5.3	90.2	9.0	18000	4.0	4.1	0.1	3.7	0.1
7250	2.0	42.6	2.2	38.9	5.2	18000	4.5	-	-	1.9	0.0
7250	2.5	20.7	1.2	17.9	1.0	19000	2.5	48.0	8.3	47.5	3.3
7250	3.0	9.3	0.6	8.5	0.5	19000	3.0	19.5	1.4	18.8	1.1
7250	3.5	4.3	0.2	3.8	0.2	19000	3.5	8.8	0.4	8.2	0.4
7250	4.0	2.2	0.1	1.8	0.0	19000	4.0	4.3	0.1	3.9	0.1
7500	0.5	435.6	101.1	614.1	130.4	19000	4.5	-	-	2.0	0.1
7500	1.0	210.5	36.0	224.9	21.3	20000	2.5	50.4	14.7	53.5	4.6
7500	1.5	101.4	5.3	91.8	8.6	20000	3.0	20.5	1.6	20.0	1.2
7500	2.0	43.6	2.4	40.2	5.2	20000	3.5	9.2	0.4	8.6	0.4
7500	2.5	21.2	1.2	18.3	1.0	20000	4.0	4.5	0.1	4.1	0.1
7500	3.0	9.5	0.6	8.7	0.5	20000	4.5	-	-	2.0	0.0
7500	3.5	4.4	0.2	3.9	0.2	21000	2.5	50.4	25.1	60.6	7.0
7500	4.0	2.2	0.1	1.8	0.0	21000	3.0	21.6	1.7	21.2	1.3
7750	1.0	208.4	42.2	233.9	22.3	21000	3.5	9.6	0.4	9.0	0.5
7750	1.5	104.7	4.9	94.5	8.7	21000	4.0	4.7	0.1	4.3	0.1
7750	2.0	44.3	2.4	41.3	5.3	21000	4.5	-	-	2.2	0.1
7750	2.5	21.7	1.2	18.7	1.1	22000	3.0	22.9	1.9	22.5	1.4
7750	3.0	9.8	0.6	8.9	0.5	22000	3.5	10.0	0.4	9.4	0.5
7750	3.5	4.5	0.2	4.0	0.2	22000	4.0	4.9	0.1	4.5	0.1
7750	4.0	2.3	0.1	1.9	0.1	22000	4.5	-	-	2.3	0.1
8000	1.0	211.6	42.5	243.5	24.4	23000	3.0	24.3	2.2	23.9	1.5
8000	1.5	108.1	4.5	97.4	8.8	23000	3.5	10.5	0.5	9.8	0.5
8000	2.0	45.3	2.5	42.5	5.3	23000	4.0	5.1	0.1	4.7	0.1
8000	2.5	22.1	1.3	19.1	1.2	23000	4.5	-	-	2.4	0.0
8000	3.0	10.0	0.6	9.2	0.5	24000	3.0	26.1	2.8	25.4	1.8
8000	3.5	4.6	0.2	4.1	0.2	24000	3.5	10.9	0.5	10.3	0.6
8000	4.0	2.3	0.1	1.9	0.1	24000	4.0	5.3	0.1	4.9	0.1
8250	1.0	217.1	47.3	254.3	27.9	24000	4.5	-	-	2.4	0.0
8250	1.5	111.1	4.2	100.4	9.0	25000	3.0	28.7	3.3	27.1	2.2
8250	2.0	46.7	2.4	43.8	5.2	25000	3.5	11.5	0.6	10.7	0.6
8250	2.5	22.5	1.2	19.5	1.2	25000	4.0	5.5	0.1	5.1	0.2
8250	3.0	10.2	0.6	9.4	0.5	25000	4.5	-	-	2.5	0.1
8250	3.5	4.7	0.2	4.2	0.2	26000	3.0	30.8	4.5	29.2	2.7
8250	4.0	2.4	0.1	2.0	0.1	26000	3.5	12.1	0.6	11.2	0.7
8500	1.5	114.4	5.0	103.9	9.3	26000	4.0	5.7	0.1	5.3	0.2
8500	2.0	48.6	2.3	45.1	5.2	26000	4.5	-	-	2.6	0.1
8500	2.5	23.0	1.3	20.0	1.3	27000	3.5	12.7	0.7	11.7	0.7
8500	3.0	10.4	0.6	9.6	0.5	27000	4.0	5.9	0.2	5.5	0.2
8500	3.5	4.8	0.2	4.3	0.2	28000	3.5	13.3	0.8	12.3	0.7
8500	4.0	2.4	0.1	2.0	0.1	28000	4.0	6.1	0.2	5.7	0.2
8750	1.5	117.4	6.0	107.3	9.7	29000	3.5	13.9	1.0	12.9	0.7
8750	2.0	51.4	2.5	46.0	5.3	29000	4.0	6.4	0.2	5.9	0.2
8750	2.5	23.5	1.2	20.4	1.4	30000	3.5	14.5	1.2	13.5	0.8
8750	3.0	10.6	0.6	9.8	0.5	30000	4.0	6.6	0.2	6.1	0.2
8750	3.5	4.9	0.2	4.4	0.2	31000	3.5	15.2	1.6	14.3	0.9
8750	4.0	2.4	0.1	2.1	0.1	31000	4.0	6.9	0.2	6.4	0.2
8750	4.5	-	-	1.1	0.0	32000	4.0	7.1	0.2	6.6	0.2
9000	1.5	120.3	7.0	111.2	10.1	33000	4.0	7.4	0.2	6.9	0.2
9000	2.0	53.7	2.2	47.7	5.4	34000	4.0	7.7	0.3	7.2	0.2
9000	2.5	24.0	1.3	20.9	1.4	35000	4.0	8.0	0.3	7.5	0.2
9000	3.0	10.8	0.6	10.0	0.5	36000	4.0	8.3	0.3	7.8	0.3
9000	3.5	5.0	0.2	4.5	0.2	37000	4.0	8.7	0.3	8.1	0.3
9000	4.0	2.5	0.1	2.1	0.1	38000	4.0	9.0	0.3	8.4	0.3

$T_{\text{eff}}$	$\lg g$	$R_0$	$\sigma$	$R_{-1}$	$\sigma$	$T_{\text{eff}}$	$\lg g$	$R_0$	$\sigma$	$R_{-1}$	$\sigma$
9000	4.5	—	—	1.1	0.0	39000	4.0	9.4	0.4	8.8	0.3
9250	2.0	55.1	2.3	48.7	5.5						

### 3. Заключение

Мы привели оценку радиуса для выбранного набора значений эффективной температуры и поверхностного ускорения. Оценка сделана для двух значений металличности  $[\text{Fe}/\text{H}]$ : 0 и  $-1$ . Полученные результаты планируется использовать для вычисления абсолютных звездных величин по моделям звездных атмосфер.

### Список литературы

1. F. Castelli and R. L. Kurucz, in N. Piskunov, W. W. Weiss, and D. F. Gray, eds., *Modelling of Stellar Atmospheres, IAU Symposium*, volume 210, 20P (2003).
2. S. Ekström, C. Georgy, P. Eggenberger, G. Meynet, et al., *A&A*, **537**, A146, 2012.
3. C. Georgy, S. Ekström, P. Eggenberger, G. Meynet, et al., *A&A*, **558**, A103, 2013.
4. S. G. Sichevskij, *Astron. Rep.*, **61**, 193, 2017.

# Солнечная система

## Фотометрические исследования АСЗ в ИНАСАН в 2008–2010 гг.

Барабанов С.И.<sup>1</sup>, Волков И.М.<sup>1,2</sup>, Кравцова А.С.<sup>2</sup>,  
Николенко И.В.<sup>1</sup>, Крючков С.В.<sup>1</sup>,

<sup>1</sup>*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

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

В работе представлены результаты фотометрических измерений астероидов 2002 NP1, 5786 Talos и астероида группы кентавров 2005 WY3, проведенные в 2008–2010 гг. на Симеизском 1-м телескопе ИНАСАН на г. Кошка. Получено наиболее точное значение периода 2002 NP1 равное 0.24626 дня, показатель его цвета  $V - Rc = 0.55$ ; определен таксономический класс Q астероида 5786 Talos; найдена переменность блеска 2005 WY3, связанная с его осевым вращением и предположены наиболее вероятные значения периода вращения в 0.83 или 0.62 дня.

## Photometric investigations of NEA in Institute of Astronomy of the RAS in 2008–2010

Barabanov S.I.<sup>1</sup>, Volkov I.M.<sup>1,2</sup>, Kravtsova A.S.<sup>2</sup>, Nikolenko I.V.<sup>1</sup>,  
Kryuchkov S.V.<sup>1</sup>,

<sup>1</sup>*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia*

We present the results of photometrical measurements for two near-Earth asteroids and one Centaur group asteroid which were observed in 2008–2010 years with the 1-m Simeiz telescope of Institute of Astronomy RAS. The most precise value of the rotation period of asteroid 2002 NP1 was derived as 0.24626 day, the colour-index  $V - Rc = 0.55$  is derived; the Q taxonomic class of 5786 Talos was found; the detected brightness variability of the asteroid 2005 WY3 is due to its rotation with a period 0.83 or 0.62 days.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.042

### 1. Введение

Поисковые исследования крупных тел в метеорных и болидных потоках, которые были начаты в 1994 г.в ИНАСАН, естественным образом привели нас к необходимости исследований ассоциаций метеорных и

Таблица 1: Орбитальные элементы и известные физические параметры исследуемых астероидов,  $P$  — период вращения астероида.

астероид	$e$	$a$	$q$	$i$	$\Omega$	$\omega$	$H$	$P$ , часы
2005 WY3	0.73	6.72	1.79	29.44	190.07	309.24	17.7	5.915
2002 NP1	0.17	1.25	1.04	19.13	315.05	145.17	17.1	32.52
5786 Talos	0.83	1.08	0.19	23.23	161.30	8.36	13.5	—

бolidных потоков с астероидами и кометами. Кроме орбитальной близости, одним из критериев возможных родственных связей между малыми телами Солнечной системы является их одинаковый состав. Однако, оказалось что для большинства астероидов интересующие нас параметры неизвестны. Это таксономический класс, период вращения, цветовые характеристики, альbedo, размер и некоторые другие.

С 2009 г. мы начали регулярные фотометрические наблюдения астероидов, сближающихся с орбитой Земли, на Симеизском 1-м телескопе и 2-м телескопе на пике Терскол. В данной статье представлены результаты наших первых исследований АСЗ за период с 2008 по 2010 гг. Из наших первых наблюдений астероидов были выбраны наблюдения кентавра 2005 WY3, выполненные в августе 2008 г., АСЗ 2002 NP1 группы Амура, выполненные в августе 2009 г., и АСЗ 5786 Talos группы Аполлона, выполненные в августе 2010 г. Параметры астероидов и их орбит по данным базы данных НАСА<sup>1</sup>, известные до нашего исследования приводятся в табл. 1. Методика обработки наших многоцветных фотометрических наблюдений была окончательно отработана только недавно [1] и поэтому эти первоначальные наблюдения не были до сего времени опубликованы. Дополнительно к опубликованной в этой статье методике была проведена проверка величин приводимых в каталоге APASS<sup>2</sup> данных. Сравнение результатов наших привязок к экваториальным стандартам [2] общих с каталогом звезд, показало пригодность каталога APASS для наших фотометрических работ.

## 2. Астероид 2002 NP1

Астероид 2002 NP1 принадлежит к классу Амуров. Он наблюдался нами в 2009 г. в течении семи ночей на 1-м телескопе Симеиз-

<sup>1</sup><https://ssd.jpl.nasa.gov/>

<sup>2</sup><https://aavso.org/download-apass-data>

ской обсерватории ИНАСАН. Использовались экспозиции в 1 мин. для измерений в полосе  $Rc$  Кузенса и 3 мин. в фотометрической полосе  $V$  Джонсона. Выбор экспозиций был обусловлен чувствительностью матрицы в конкретной полосе.

Хотя накопление в полосе  $V$  шло в три раза дольше, точность в  $Rc$  получилась значительно выше, см. ошибки измерений ниже. В качестве стандартов в каждую из ночей выбирались 1–2 звезды в поле астероида. Критерием отбора служили блеск звезды, ее показатель цвета и близость к астероиду на кадре. Каждый из этих параметров влияет на точность фотометрических измерений. Звезды выбирались из условия максимальной близости к астероиду и максимальной яркости без насыщения, исключались звезды имеющие показатель цвета  $B - V$  больше 1.3. Все наблюдения  $Rc$  были нормированы на яркость астероида в ночь 13 августа 2009 г. В эту ночь точность измерений оказалась наивысшей.

Звездные величины астероида в полосе  $Rc$  (589 точек) были определены с помощью величин звезды GSC 5214 230,  $V = 12.81(6)$ ,  $B - V = 0.55(7)$ , взятых из каталога APASS. Пересчет этого индекса в систему Кузенса с помощью таблиц из работы [3] дает  $V - Rc = 0.324$ ,  $Rc = 12.487$ . Звездные величины астероида в полосе  $V$  (377 точек) были определены по наблюдениям в дату 15 августа 2009 г. с помощью величины звезды GSC 5209 1249,  $V = 11.04(1)$  также взятой из каталога APASS. В другие ночи средний блеск астероида мог немного отличаться.

В нашей работе был определен период изменения блеска астероида, связанный с его вращением. Для этого после приведения всех ночей во всех фильтрах к одному уровню, мы использовали нашу программу поиска периодов переменных звезд, реализующую алгоритм скользящего среднего. Блеск астероида показывает двойную волну с амплитудой  $0.88 V$ ,  $Rc$  и периодом  $0.24626(2)$  дня. Попутно наша программа определила среднюю точность отдельного измерения, равную  $0.040^m$  в  $Rc$  и  $0.074^m$  в  $V$ . Периодограмма представлена на рис. 1. На ней помимо основного пика, соответствующего найденному периоду, видны сопутствующие пики сопряженные с основным периодом. Их появление связано со скважностью наблюдений и ограниченным одной неделей интервалом наблюдений. Каждый пик был исследован на графиках сверткой наблюдений с периодом соответствующим конкретному пику. Из всего набора периодов был выбран тот, который представлен на рис. 2. Точности наших наблюдений оказалось достаточно, чтобы определить, что наблюдается именно двойная волна, с

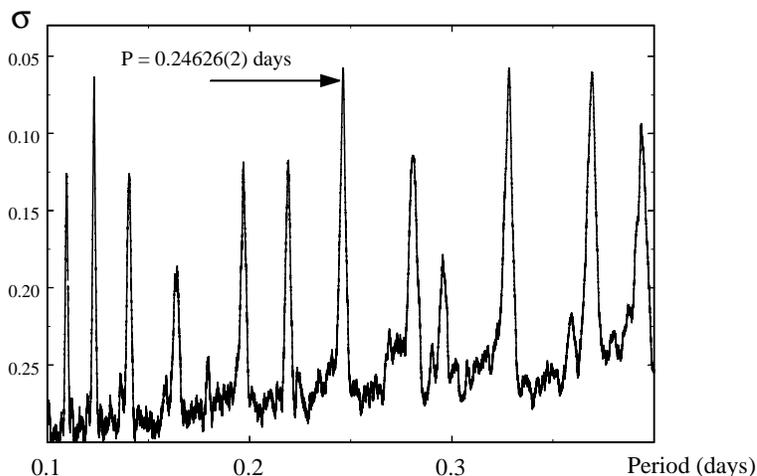


Рис. 1: Периодограмма изменений блеска астероида 2002NP1.

двумя максимумами и двумя минимумами за период. Высоты максимумов и глубины минимумов заметно различаются, см. рис. 2, что определяется специфической вытянутой формой астероида. Звездные величины мы определили для вторичного максимума  $R_c = 16.24$ ,  $V = 16.79$ ,  $V - R_c = 0.55$ . Заметных изменений показателя цвета с вращением астероида не обнаружено. Найденный показатель цвета не противоречит известному классу астероида.

### 3. 5786 Talos

Наблюдался в течение 4-х ночей в августе 2010 г. с помощью 1-м телескопа ИНАСАН в фотометрических полосах  $BVRcIc$ . Всего получено 239 измерений в каждой из фотометрических полос. Ошибка отдельного измерения в полосе  $V$ ,  $R_c$  и  $I_c$  составляет  $0.1^m$  при экспозиции в 30 с, в  $B$  хуже,  $0.15^m$ , хотя экспозиция составляла 3 мин. На кривых блеска нет заметных быстрых изменений, наблюдаются только медленные тренды в течение ночи.

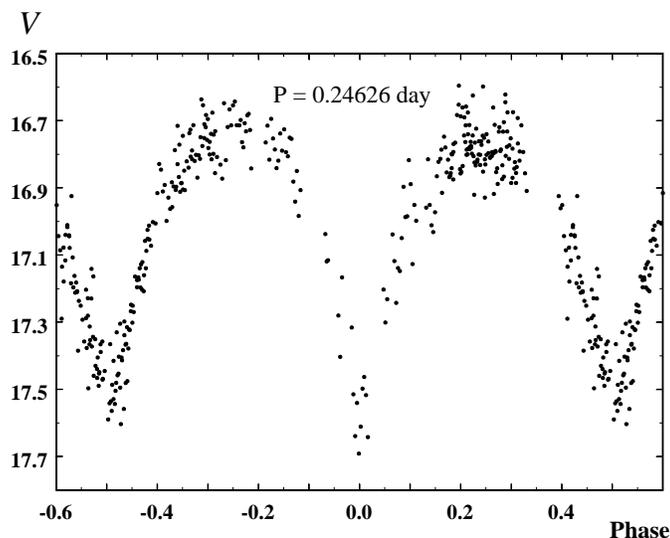


Рис. 2: Кривая блеска астероида 2002NP1 свернутая с периодом 0.24626 дня.

Всего за четыре ночи наблюдений было использовано 12 звезд сравнения, что связано с достаточно быстрым собственным движением астероида. Так как фотометрической точности используемого каталога APASS оказалось недостаточно для приведения блеска астероида к одному уровню (образовывались ступеньки на кривой блеска), мы попытались связать стандарты на разных кадрах между собой способом, который используется в традиционной фотометрии с фотоумножителем. Из наиболее близких по времени кадров были определены потоки в условных единицах ADU от каждой из звезд сравнения и получены разности звездных величин между всеми стандартными звездами.

Пример полученной кривой блеска представлен на рис. 3. Видно, что никаких ступенек нет. Разумеется, данный способ возможно использовать только в ясные фотометрические ночи. Затем из каталога APASS были определены звездные величины  $B$ ,  $V$  всех стандартных звезд, для которых в каталоге нашлись данные. В каждую из ночей

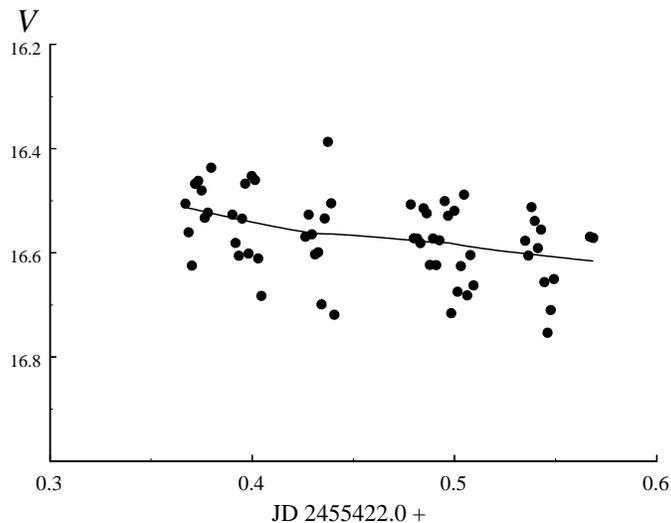


Рис. 3: Кривая блеска астероида 5786 Talos в одну из ночей построенная привязками к разным стандартным звездам. Видно, что ход кривой блеска плавный, ступенек из-за ошибок в величинах стандартов не наблюдается.

была выбрана одна звезда, величины которой имели лучшую точность из всех наблюдавшихся стандартов и по разности блеска этой звезды и астероида были определены абсолютные фотометрические величины астероида. Для полос  $B$ ,  $V$  особых сложностей не возникло. Но величин  $R_c$ ,  $I_c$  в каталоге нет. Их, также, как и в предыдущем разделе, пришлось определить из показателей цвета  $B - V$  на основании таблиц показателей цвета из работы [3].

По всему полученному массиву данных был проведен частотный анализ нашей программой поиска периодов переменных звезд, которая использует алгоритм скользящего среднего. Указанная программа хороша тем, что она ищет переменность любого вида, не требуются никакие дополнительные предположения о форме кривой блеска. Попутно программа определяет статистическую погрешность измерений. Поиск осуществлялся в интервалах периодов от 10 минут до 1.5

дней. Следов периодичности не было обнаружено. Из нашего анализа мы можем утверждать, что если у объекта существуют периодические изменения, то их период должен превышать 0.5 дня. Скважность наблюдений и ограниченное их число не позволили нам проводить уверенный поиск в интервале превышающем это значение.

Далее мы усреднили блеск объекта в каждую из ночей и получили средние показатели цвета. Эти данные имеют большой разброс, что мы объясняем не только недостаточной точностью наших наблюдений, но и значительными ошибками величин в каталоге APASS. Процедура перевода показателей цвета в систему  $Rc, Ic$  Кузенса здесь особой роли не играет, точность такого перевода лучше 0.1 зв.величины, а имеющийся разброс выше. Сложно было бы предположить столь значительные изменения показателей цвета от ночи к ночи. Точность данных можно увеличить взяв среднее теперь уже по всему массиву наблюдений, что и было сделано. Далее мы построили грубое распределение энергии в спектре астероида нормировав средние показатели цвета на показатели цвета Солнца, взятые из [4]. Результат представлен на рис. 4. На этом рисунке ошибки наших измерений показаны вертикальными отрезками. Видно, что получен вполне удовлетворительный результат, позволяющий установить таксономический класс астероида как S [5]. Мы приходим к выводу, что данные APASS можно использовать при многоцветных фотометрических измерениях астероидов, при условии, что будет задействовано не менее пяти звезд-стандартов.

#### 4. 2005 WY3

Этот астероид ранее никем исследован не был. Наши наблюдения позволяют предположить, что у него имеются изменения блеска, аналогичные двойной волне, которую мы наблюдаем в 2002 NP1. Так как мы проводили наблюдения всего в две ночи, а наблюдаемая двойная волна имеет близкий к суткам период, то выбрать единственное значение периода пока невозможно. Для найденных изменений блеска подходит период 0.83 дня или период, составляющий  $3/4$  указанного — 0.6225. График изменений блеска, соответствующий большему значению представлен на рис. 5. В случае, если верным окажется меньший период, то максимум расположится справа от наблюдающегося минимума, а не слева.

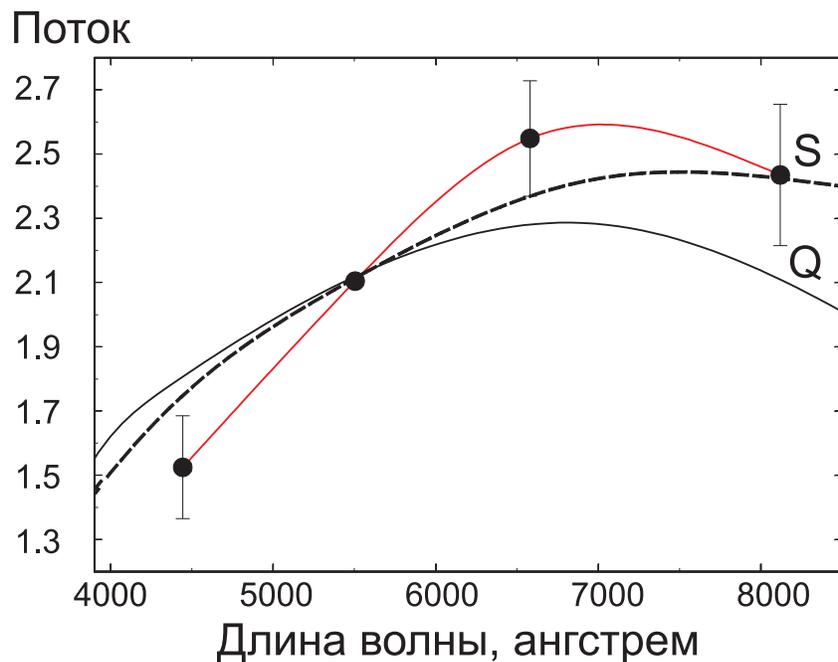


Рис. 4: Спектр астероида 5786 Talos, полученный из фотометрических измерений, нормировано на показатели цвета Солнца.

## 5. Заключение

Таким образом, мы получили первые данные из наших фотометрических наблюдений, проведенных на 1-м Симеизском телескопе в 2008–2010 гг. Обработка результатов позволила нам наработать определенную методику получения данных и одновременно определить требования к самим наблюдениям. Фотометрические исследования АСЗ в ИНАСАН продолжаются в основном на Симеизском 1-м телескопе. За прошедшее время (около 10 лет) были использованы несколько типов ПЗС-камер с фильтрами. Все они откалиброваны по фотометрическим звездным стандартам. На данный момент у нас уже имеются фотометрические ряды измерений для, примерно, 100 АСЗ и 10 марскроссеров. Мы планируем в ближайшее время провести ревизию наших наблюдений и проведение их обработки и интерпретации по типу представленных в этой статье результатов.

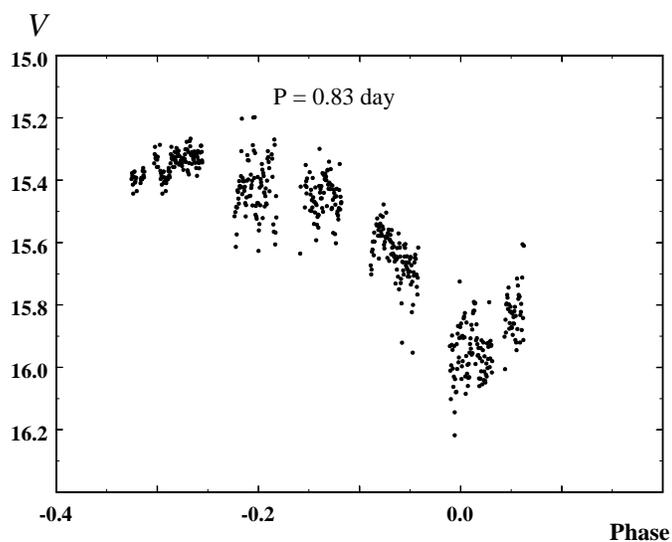


Рис. 5: Кривая блеска астероида 2005 WY3 указывающая на возможный период изменения блеска.

### Список литературы

1. I. M. Volkov, S. I. Barabanov, I. V. Nikolenko, S. V. Kryuchkov, and A. V. Sergeev, *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*, **49**, 301, 2019.
2. A. U. Landolt, *AJ*, **137**, 4186, 2009.
3. V. Straižys, *Multicolor stellar photometry* (1992).
4. C. W. Allen, *Astrophysical quantities* (1973).
5. D. J. Tholen, in R. P. Binzel, T. Gehrels, and M. S. Matthews, eds., *Asteroids II*, 1139–1150 (1989).

## Результаты наблюдений космических объектов на телескопе Сантел-500 Звенигородской обсерватории

Бахтигараев Н.С.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Звенигородская обсерватория ИНАСАН была создана как экспериментальная станция для оптических наблюдений ИСЗ. До сих пор с 1959 г. обсерватория успешно участвует в выполнении фундаментальных и прикладных научных задач, связанных с наблюдениями искусственных космических объектов. Фотографическая камера ВАУ для наблюдений ИСЗ была введена в эксплуатацию в 1969 г. В 2009 г. для наблюдений космического мусора была проведена модернизация камеры ВАУ. Центральный штатный телескоп-гид ВАУ был заменен новым широкоугольным телескопом Сантел-500, разработанным и изготовленным А. Санковичем в ООО «Сантел-М». Характеристики нового телескопа вместе с возможностями наведения монтировки ВАУ обеспечивают успешные наблюдения высокоорбитальных космических объектов. В работе приводятся некоторые результаты, показывающие возможности этого телескопа для решения научных и прикладных задач.

## Results of observations of space objects on the telescope Santel-500 Zvenigorod Observatory

Bakhtigaraev N.S.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Zvenigorod Observatory of INASAN was established as an experimental station for optical observation of the artificial Earth satellites. Until now, since 1959, the Observatory has been successfully involved in the implementation of fundamental and applied scientific tasks related to the observations of artificial space objects. Photographic camera VAU for the satellite observations was put into operation in 1969. In 2009, the VAU camera was upgraded to observe space debris. The central standard VAU guide telescope was replaced by the new Santel-500 wide-angle telescope, designed and manufactured by A. Sankovich in "Santel-M" GmbH. The characteristics of the new telescope, together with the guidance capabilities of the VAU mount, ensure successful observations of high-orbit space objects. The paper presents some results showing the capabilities of this telescope for solving scientific and applied tasks.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.043



Рис. 1: Камера ВАУ Звенигородской обсерватории с установленным телескопом Сантел-500 при проведении наблюдений.

## 1. Введение

С 1959 г. Звенигородская обсерватория ИНАСАН успешно участвует в выполнении фундаментальных и прикладных научных задач, связанных с наблюдениями искусственных космических объектов. Обсерватория расположена в 60 км от Москвы. Координаты обсерватории:  $\phi = 55^{\circ}41'$  северной широты,  $\lambda = 36^{\circ}46'$  восточной долготы,  $H = 180$  м. Фотографическая камера ВАУ для наблюдений ИСЗ, изготовленная на Красногорском оптико-механическом заводе, была введена в эксплуатацию в 1969 г. ВАУ имеет объектив «Астродар» менисковой системы Максудова, установленный на трехосной следящей монтировке. В 2009 г. для наблюдений космического мусора была проведена модернизация камеры ВАУ. Вместо центрального штатного телескопа-гида ВАУ был установлен новый широкоугольный телескоп Сантел-500, разработанный и изготовленный А. Санковичем в ООО «Сантел-М». На рис. 1 показана фотография камеры ВАУ с установленным на ней новым телескопом Сантел-500 при проведении наблюдений. Сравнительные характеристики камеры ВАУ и телескопа Сантел-500 вместе с приемным устройством приведены в табл. 1. Характеристики нового телескопа вместе с возможностями наведения монтировки ВАУ обеспечивают успешные наблюдения высокоорбитальных космических объектов.

Таблица 1: Сравнительные характеристики камеры ВАУ и телескопа Сантел-500.

	ВАУ	Сантел-500
Диаметр главного зеркала	1 м	0.5 м
Апертура	0.5 м	0.5 м
Фокусное расстояние	0.7 м	1.25
Детектор	фотопленка	ПЗС-камера FLI PL9000
Поле зрения	$30^\circ \times 5^\circ$	$1.65^\circ \times 1.65^\circ$
Точность единичного измерения	1.2''	0.30''
Предельная звездная величина для обнаружения	$\sim 15$	до 19

ПЗС-камера FLI PL9000 работает под управлением пакета Camera Control, осуществляющего также взаимодействие с GPS-приемником на базе модуля Trimble Resolution T для фиксации моментов открытия затвора. Поточковая обработка получаемых кадров с изображениями небесных тел ведется с помощью программного комплекса Арех II. Пакеты программ Camera Control и Арех II созданы в Пулковской обсерватории РАН [1, 2]. Вычисления эфемерид, определение параметров поступательно-вращательного движения по результатам наблюдений выполняются на основе численно-аналитической теории движения ИСЗ, разработанной в ГАИШ МГУ [3, 4, 5]. Проведенные наблюдения космических объектов в Звенигородской обсерватории показали, что аппаратура наиболее подходит для наблюдений искусственных спутников Земли и космического мусора на геосинхронной и высокоэллиптических орбитах.

## 2. Обнаружение неизвестных космических объектов

Одной из задач наших наблюдений является поддержание Главного каталога космических объектов РФ, включая уточнение орбит и пополнение каталога вновь обнаруживаемыми объектами. Приведем данные по одному из открытых в Звенигородской обсерватории объектах. 3 марта 2012 г. на высокоэллиптической орбите нами был обнаружен отсутствующий в каталогах объект, он наблюдался в течение нескольких ночей. Позже он был «подхвачен» другими пунктами наблюдений и начал сопровождаться Системой контроля космическо-

Таблица 2: Оценка точности наблюдения объекта №95633 и величина  $A/m$ .

Период наблюдений	N	$\sigma(\alpha)('')$	$\sigma(\delta)('')$	$A/m$ ( $\text{м}^2/\text{кг}$ )
03.03.2012–26.03.2012	520	1.27	2.25	$0.126 \pm 0.012$
06.04.2012–10.05.2012	351	1.52	1.88	$0.100 \pm 0.014$
02.05.2012–14.06.2012	88	1.81	1.85	$0.117 \pm 0.017$
08.08.2012–22.08.2012	21	1.11	1.16	$0.117 \pm 0.031$
16.09.2012–01.10.2012	71	1.30	1.71	$0.107 \pm 0.024$
02.01.2013–26.01.2013	274	1.26	0.54	$0.162 \pm 0.010$
21.02.2013–07.03.2013	360	0.76	0.66	$0.129 \pm 0.007$
02.03.2013–29.03.2013	115	1.55	2.29	$0.121 \pm 0.023$
28.03.2013–23.04.2013	121	0.73	0.68	$0.110 \pm 0.012$
17.04.2013–19.05.2013	109	0.55	0.47	$0.115 \pm 0.010$
10.08.2013–09.09.2013	42	1.39	0.51	$0.167 \pm 0.028$

го пространства РФ как космический мусор на высокоэллиптической орбите. Элементы орбиты объекта на 10 октября 2013 г.: большая полуось 26301.9 км, эксцентриситет 0.72883, угол наклона 63.525°, среднее движение 2.0352 об/сутки. Блеск объекта подвержен быстрым резким колебаниям от 12-й до слабее 17-й звездной величины [6]. В динамической базе данных космических объектов в ИПМ им. М.В. Келдыша этот объект был каталогизирован под номером 95633 [7]. На протяжении полутора лет выполнялись наблюдения объекта ИПМ 95633. В табл. 2 представлены результаты обработки наблюдений в Звенигороде, где  $N$  — количество положений в заданном интервале наблюдений,  $\sigma(\alpha)$  и  $\sigma(\delta)$  — средняя квадратическая погрешность одного измерения по прямому восхождению и по склонению в секундах дуги,  $A/m$  — коэффициент отношения миделевого сечения средней площади к массе объекта на данном интервале наблюдений в квадратных метрах на килограмм массы.

### 3. Наблюдения ИСЗ «Молния 3-39» перед его попаданием в плотные слои атмосферы

В мае 2009 г. в Звенигородской обсерватории ИНАСАН были выполнены позиционные наблюдения космического аппарата «Молния 3-39» перед его попаданием в плотные слои атмосферы. Такие наблюдения актуальны для определения времени и места падения на Землю ИСЗ.

За три вечера наблюдений 18, 19 и 26 мая получено 313 топоцентрических положений объекта. Был уточнен начальный вектор состояния объекта на момент 18 мая 2009 г., полночь. Средняя квадратическая погрешность одного измерения составила  $1.4''$ . В результате вычислений была получена оценка отношения миделевой площади к массе спутника в  $0.003 \text{ м}^2/\text{кг}$ . Полученные оценки были использованы для прогноза дальнейшего движения космического аппарата и предсказания момента завершения полета. С точностью до 12 часов теоретическая оценка времени существования космического аппарата «Молния 3-39» только по майским наблюдениям в Звенигороде совпала с реальной датой завершения полета в июле 2009 г. [8]. Была проведена проверка точности определения положений ИСЗ по синхронным наблюдениям с трех пунктов.

#### 4. Сопровождение запуска космического аппарата «Аник-Ж1»

Таблица 3: Параметры движения объектов 40060 и 40061 на момент UTC 22 часа 45 минут 15 апреля 2013 г., полученные на основе наблюдений.

параметр	объект 40060		объект 40061	
	вычислен. орбита	расчетн. орбита	вычислен. орбита	расчетн. орбита
$a$ (км)	17341.610	17359.600	24480.762	24474.668
$e$	0.61210016	0.6123558	0.72218973	0.7220541
$i$ ( $^\circ$ )	0.61210016	0.6123558	0.72218973	0.7220541
$\Omega$ ( $^\circ$ )	132.07075	131.9844	131.82029	131.7341
$\omega$ ( $^\circ$ )	355.49730	355.5974	359.92153	359.9925
$M$ ( $^\circ$ )	30.00774	13.5880	17.25577	7.3596
$n$ (об./сутки)	3.80105410		2.26632716	
$N$	98		152	
СКП (по $\alpha$ )	5.95''		3.69''	
СКП (по $\delta$ )	1.92''		0.78''	

Достоинства телескопа Сантел-500 Звенигородской обсерватории ИНАСАН по информационно-баллистическому обеспечению запусков ИСЗ проявились во время сопровождения запуска космического аппарата «Аник-Ж1» на геостационарную орбиту. 15 апреля 2013 г. с космодрома Байконур был произведен пуск ракеты «Протон-М» с раз-

гонным блоком (РБ) «Бриз-М», предназначенной для выведения на орбиту телекоммуникационного космического аппарата (КА) «Аник-Ж1». Звенигородская обсерватория ИНАСАН участвовала в сопровождении этого запуска оптическими средствами наблюдений. Были проведены наблюдения ступеней ракеты до и после коррекций орбиты, головного блока в составе РБ «Бриз-М» и КА «Аник-Ж1» и топливного бака. Вывод аппарата на геостационарную орбиту был вне зоны видимости Звенигорода.

На основе наблюдений определены параметры движения разгонного блока с космическим аппаратом и отделившегося топливного бака, приведенные в табл. 3, где  $N$  — количество наблюдений. Объект 40061 — разгонный блок с космическим аппаратом (NORAD 39127). Объект 40060 — BREEZE-M DEB (TANK) (NORAD 39129).

## 5. Заключение

Несмотря на неблагоприятные погодные условия в Звенигороде по сравнению с южными пунктами наблюдений (здесь только около 100 ясных ночей в год и засветка от населенных пунктов), в последние годы Звенигородская обсерватория ИНАСАН вносит весомый вклад в пополнение и поддержание Российского каталога космических объектов. Особенно успешно наблюдаются объекты на высокоэллиптической орбите. Регулярно выполняются позиционные наблюдения космических объектов типа «Молния» перед их попаданием в плотные слои атмосферы. Такие наблюдения актуальны для определения времени и места падения на Землю ИСЗ. Достоинства телескопа Сантел-500 Звенигородской обсерватории ИНАСАН по информационно-баллистическому обеспечению запусков ИСЗ проявились во время сопровождения запуска космического аппарата «Аник-Ж1» на геостационарную орбиту. С большой точностью были определены параметры движения разгонного блока с космическим аппаратом и отделившегося топливного бака.

## Список литературы

1. A. V. Devyatkin, D. L. Gorshanov, V. V. Kouprianov, and I. A. Verestchagina, *Solar System Research*, **44**, 68, 2010.
2. V. Kouprianov, *Advances in Space Research*, **41**, 1029, 2008.
3. N. Bakhtigaraev and V. Chazov, *Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel Supplement*, **4**, 105, 2003.
4. V. V. Chazov, *Trudy SAI MSU*, **68**, 5, 2000.
5. N. S. Bakhtigaraev and V. V. Chazov, *Cosmic Research*, **43**, 369, 2005.

6. N. S. Bakhtigaraev, N. D. Kostyuk, and V. V. Chazov, *Ecological Bulletin of Scientific Centers of the BSEC*, **4**, 38, 2013.
7. V. Agapov, in *Proceedings of the 3rd European Conference on Space Debris* (2001).
8. N. S. Bakhtigaraev, N. D. Kostyuk, and V. V. Chazov, *SibGAU Bulletin*, **6**, 183, 2011.

## Наблюдения метеорного потока Геминид на Кубе в 2017 году

Карташова А.П.<sup>1</sup>, Пузин В.Б.<sup>1</sup>, Диаз А.А.<sup>2</sup>, Эстрада Р.З.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Институт геофизики и астрономии, Гавана, Куба*

Впервые метеорные наблюдения были проведены на территории Республики Куба (на территории заповедника Sierra del Rosario) в декабре 2017 г. Наблюдения проводились на одной станции с помощью широкоугольной метеорной установки. В результате за период 12–14 декабря 2017 г. было зарегистрировано 114 метеоров (ярче  $+1^m$ ) и 79 из них было отождествлено с метеорным потоком Геминид.

## Cuban observations of the Geminid meteor shower in 2017

Kartashova A.P.<sup>1</sup>, Puzin V.B.<sup>1</sup>, Diaz A.A.<sup>2</sup>, Estrada R.Z.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Institute of Geophysics and Astronomy, Havana, Cuba*

For the first time meteor observations were carried out on the territory of the Republic of Cuba (in the Sierra del Rosario reserve) in December 2017. Observations were provided at one station with a wide-field of view camera. 114 meteors (brighter than  $+1^m$ ) were detected and 79 of them were identified with Geminid meteor shower during the period December 12–14, 2017.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.044

### 1. Введение

Для изучения метеорных потоков (в том числе для выявления новых и изучения отдельных параметров известных метеорных потоков) и спорадического фона (который вносит большую часть притока метеорного вещества) необходимы наблюдения из разных географических мест. В идеале наблюдения должны проводиться круглосуточно и круглый год (24 часа в сутки / 7 дней в неделю / 365 дней в году). Поэтому расположение метеорных (болিদных) установок в разных частях света является приближением к такому варианту наблюдений. Например, когда в Москве (Московской области) заканчивается ночь наблюдений, то на Кубе наоборот ночь только начинается. Таким образом, такое расположение метеорных установок (Московская область

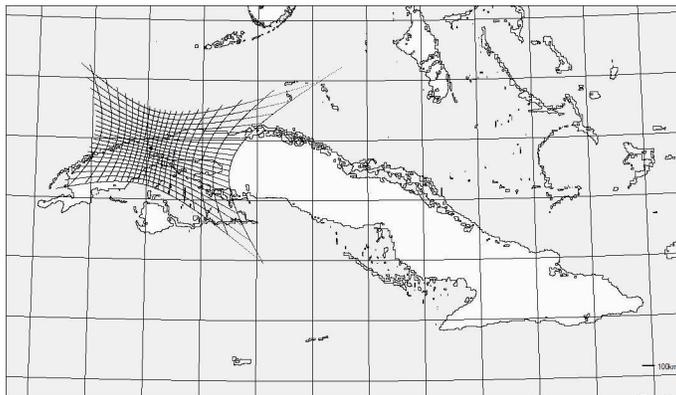


Рис. 1: Ориентация поля зрения метеорной установки, расположенной на территории заповедника Sierrita del Rosario, на высоте 100 км

— Куба) позволяет максимально приблизиться к реализации «идеальной» глобальной сети с круглосуточным и круглогодичным мониторингом неба. Для реализации мониторинга метеорных событий в декабре 2017 г. были организованы тестовые наблюдения на территории заповедника Sierrita del Rosario в 70 км от Гаваны (Куба).

## 2. Результаты метеорных наблюдений

Метеорные оптические наблюдения проводились с помощью широкоугольной системы, состоящей из камеры Watec 902H3 Ultimate и объектива Computar ( $F=2.9-8.2$  mm, 1:1.0). Поле зрения такой установки составляло  $90^\circ \times 65^\circ$ , предел звездной величины по метеорам  $+2^m$ . Ориентация и размер поля зрения метеорной установки на высоте 100 км показаны на рис. 1. Для автоматической регистрации метеоров использовалась программа UFOCapture [1].

Метеорный поток Геминид — ежегодный сильный поток с периодом максимальной активности 14 декабря. Скорость метеороидов составляет около 35 км/с. Родительским телом потока является астероид 3200 Фаэтон.

Метеорные наблюдения на Кубе проводились в период активности Геминид с 12 по 14 декабря 2017 г. и в период сближения астероида 3200 Фаэтон с Землей (16 декабря). Поэтому можно было ожидать повышения активности Геминид. Распределение всех зарегистрирован-

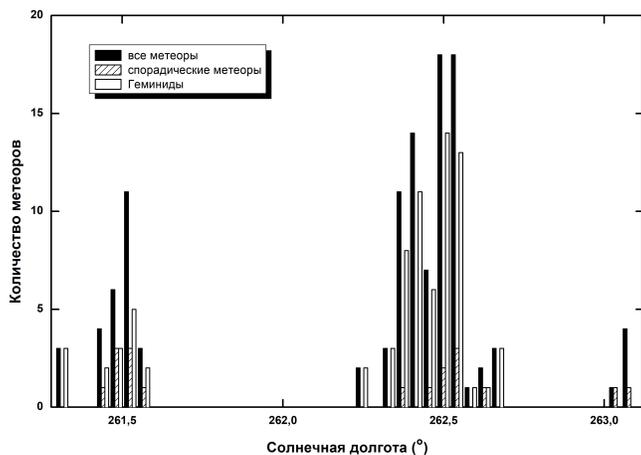


Рис. 2: Распределение количества метеоров по солнечной долготе

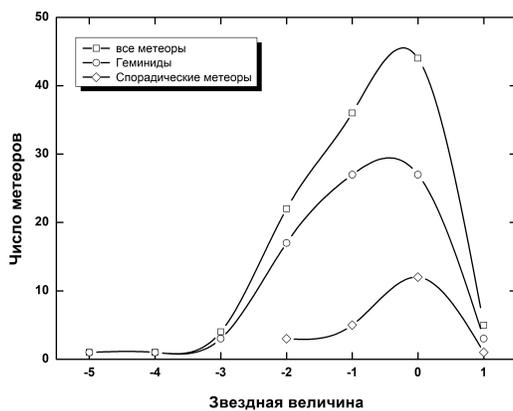


Рис. 3: Распределение количества метеоров по звездной величине

ных метеоров и Геминид по солнечной долготе представлено на рис. 2. Всего было зарегистрировано 114 метеоров и 79 из них Геминид. На

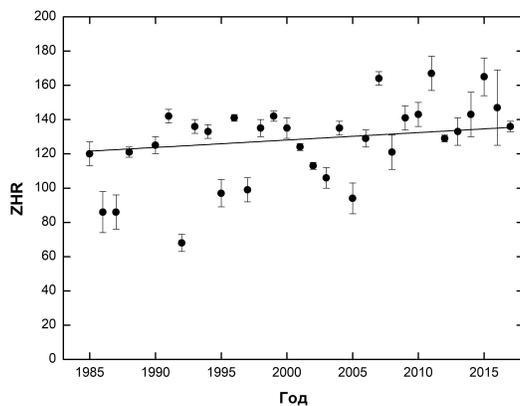


Рис. 4: Распределение ZHR Геминид в период 1985–2017 по данным ИМО

рис. 3 показано распределение количества зарегистрированных метеоров по звездной величине. Наша метеорная установка позволяет регистрировать только яркие метеоры (ярче  $+1^m$ ).

Зенитное часовое число ZHR показывает, сколько метеоров мог бы увидеть наблюдатель, наблюдая за видимой (над всем горизонтом) частью неба за час при высоте радианта в  $90^\circ$  (в зените) и в предположении, что он со 100% уверенностью замечает все метеоры яркостью до  $+6.5^m$  [2]. Данный параметр используется для оценки активности метеорных потоков, позволяющей сравнивать их между собой и прогнозировать возможное число метеоров в ночь наблюдений на основе многолетних измерений.

Согласно анализу визуальных наблюдений за 32 года (1985–2017) ([www.imo.net](http://www.imo.net)), активность потока Геминид слабо изменяется (рис. 4). Согласно результатам моделирования Рябовой и Рендгела [3] его активность в 2017 г. не должна была повыситься вследствие сближения родительского тела (астероида 3200 Фазтон) с Землей.

В 2017 г. 79 астрономов любителей по всему миру проводили визуальные наблюдения ([www.imo.net](http://www.imo.net)). На рис. 5 представлено распределение ZHR, вычисленное по визуальным наблюдениям астрономов-любителей (черные точки) и по кубинским наблюдениям (белые точ-

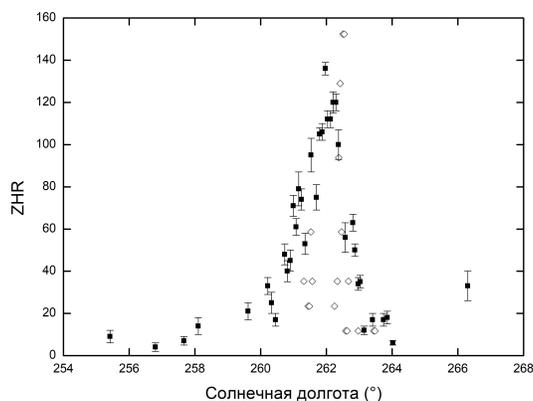


Рис. 5: Распределение ZHR Геминид в 2017 г. по данным ИМО (черные кружки) и кубинским наблюдениям (белые кружки)

ки). Полученные оценки совпадают в пределах ошибки. Таким образом, наблюдения показывают, что всплеска активности потока в 2017 г. не произошло, как было предсказано модельными оценками.

### 3. Заключение

Тестовые метеоритные наблюдения были проведены на территории заповедника Sierrо del Rosario (Куба). Получены наблюдательные данные для метеорного потока Геминид в период сближения его родительского тела с Землей. Кубинские и ИМО данные показали, что активность Геминид в 2017 г. не была увеличена и аналогична предыдущим годам. К сожалению, наблюдения проводились на одной станции, поэтому орбитальные параметры получить не удалось. В то же время мы провели наблюдения астероида 3200 Фаэтон с помощью 2-м телескопа Терскольского филиала ИНАСАН (Россия), 0.6-м телескопа Скалнате Плесо (Словакия) и 1-м телескопа Санглох (Таджикистан) [4] в октябре-декабре 2017 г. Они также не подтвердили кометной активности астероида, которая могла вызвать увеличение распределения метеорного потока Геминид, как предполагалось ранее. С другой стороны, проведенные наблюдения показали, что при наблюдениях с различных станций, разнесенных не только по долготе, но

и по широте, можно обеспечить круглогодичный и круглосуточный мониторинг метеорного вещества в околоземном пространстве.

### **Список литературы**

1. SonotaCo, *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, **37**, 55, 2009.
2. P. Brown, *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, **18**, 141, 1990.
3. G. O. Ryabova and J. Rendtel, *MNRAS*, **475**, L77, 2018.
4. A. Kartashova, M. Husárik, O. Ivanova, G. Kokhirova, E. Bakanas, I. Sokolov, U. K. Khamroev, and A. A. Ibragimov, *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*, **49**, 367, 2019.

## Анализ спорадического метеорного фона по наблюдениям ИНАСАН

Карташова А.П., Болгова Г.Т.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

В статье представлены результаты телевизионных наблюдений спорадического фона в период 2012–2017 гг. Проведен анализ полученных параметров спорадических метеорных частиц.

### **Analysis of sporadic meteor background by INASAN observations**

Kartashova A.P., Bolgova G.T.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

The results of television observations of sporadic background in the period from 2012–2017 are presented. The analysis of the obtained parameters of sporadic meteor particles are carried out.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.045

#### **1. Введение**

Малые тела Солнечной системы, такие как метеороиды, подразделяется на два класса: спорадические метеорные тела и метеороидные рои, которые проникая в атмосферу Земли, порождают метеорные потоки. Спорадические метеоры наблюдаются каждую ночь и движутся независимо друг от друга по всевозможным направлениям. Для таких метеорных тел важной характеристикой является их распределение по направлениям движения. Кроме того, такие тела обладают различной массой: от мелких частиц, до крупных тел, которые иногда выпадают на Землю в виде метеоритов. Поэтому данные тела могут влиять не только на работу космических аппаратов, но и представлять угрозу человеческой жизнедеятельности. Существующие модели метеорной обстановки рассматривают отдельно потоковый и спорадический метеорный фон [1]. В качестве уровня отсчета интенсивности метеорных потоков в метеорных моделях принимается фон т.н. «спорадических» метеоров. Направления прихода этих метеоров равномерно распределены по всему небосводу, а плотность их притока стабильна во времени. На рис. 1 приведено распределение

радиантов примерно 200000 спорадических метеоров, полученных на основе японских базисных наблюдений со 100 станций в 2007–2008 гг. [2]. Для изучения свойств малых тел Солнечной системы и постоянного обновления метеорных моделей необходимо проведение различных (оптических, акустических, спектральных и др.) метеорных наблюдений (например [3, 4]). В данной работе приводятся результаты телевизионных наблюдений спорадических метеоров.

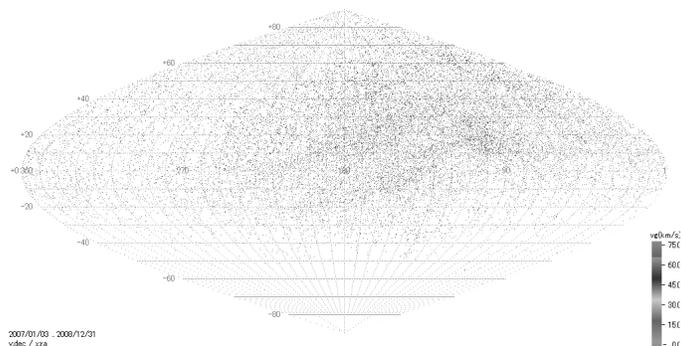


Рис. 1: Распределение радиантов спорадических метеоров по данным японских базисных наблюдений в 2007–2008 гг.)

## 2. Результаты наблюдений

Институтом астрономии РАН (ИНАСАН) проводит постоянный мониторинг метеорных событий с помощью широкоугольной аппаратуры [5]. За последние годы было зарегистрировано несколько тысяч метеоров с нескольких станций. Полученный материал используется как для исследования метеорных потоков [6, 7], так и для оценки метеорной обстановки в целом. Оценка распределения спорадических метеоров является одной из задач проводимых в рамках исследования малых тел Солнечной системы. Распределение зарегистрированных метеоров в 2012–2017 гг. на двух пунктах (Звенигородская обсерватория ИНАСАН и станция «Истра») показаны на рис. 2. Доля спорадических метеоров от общего количества метеоров составляет приблизительно 50%.

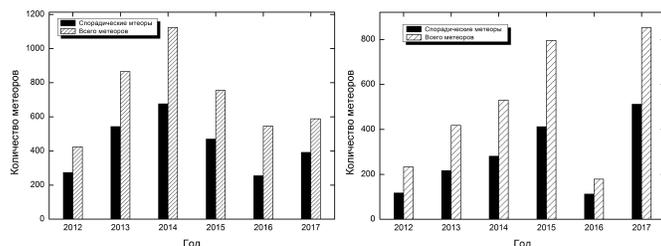


Рис. 2: Распределение общего числа зарегистрированных и спорадических метеоров зафиксированных на Звенигородской обсерватории ИНАСАН (слева) и станции «Истра» (справа) в 2012–2017 гг.

Координатная и фотометрическая обработка полученных наблюдений проводилась с помощью программы UFO Analyzer<sup>1</sup>. Проницающая способность для наших метеорных установок составляет  $+3^m$  для метеоров. Используя базисные наблюдения, можно определить индивидуальные параметры каждого метеора (радиант, скорость входа, высоты загорания и затухания, траекторию, абсолютную звездную величину). На рис. 3 представлено распределение по яркости числа спорадических метеоров за 2012-2017гг.

Основную часть зарегистрированных спорадических метеоров составляют частицы со звездной величиной от  $+0.0^m$  до  $+2.0^m$ . Полученные результаты свидетельствуют о том, что спорадический фон составляют слабые частицы (малой массы). Спад количества слабых метеоров в районе  $+3^m$  на рис. 3 обусловлен селекционным эффектом, который возникает из-за влияния характеристик наблюдательной аппаратуры и метода определения яркости метеора (ошибка составляет в среднем  $\pm 0.2^m$ ).

Метеоры появляются на высотах 130 км и ниже и обычно затухают на высоте около 75 км. Эти значения зависят от массы и скорости метеорных тел, проникающих в атмосферу (рис. 4, 5). На рис. 4 показана зависимость высоты от абсолютной звездной величины (массы).

Распределение радиантов, зарегистрированных спорадических метеоров указывает на направления прихода данных частиц (рис. 6). Одновременно с направлением были вычислены и орбитальные параметры данных частиц.

<sup>1</sup>sonotaco.com

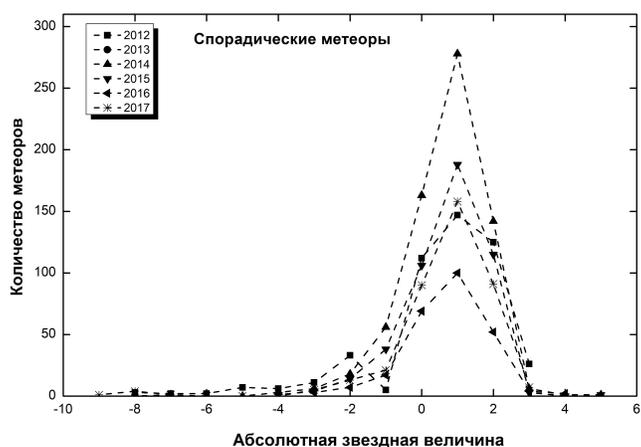


Рис. 3: Распределение количества спорадических метеоров по абсолютной звездной величине по наблюдениям в 2012–2017 гг.

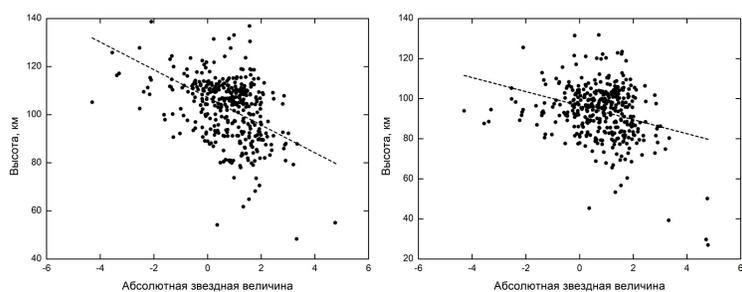


Рис. 4: Зависимость высот загорания (слева) и затухания (справа) спорадических метеоров от абсолютной звездной величины в 2012–2017 гг.

### 3. Заключение

Проводимый в Институте астрономии РАН мониторинг метеорных событий оптическим методом позволяет получать наблюдательные данные, которые могут быть использованы как для фундаментальных

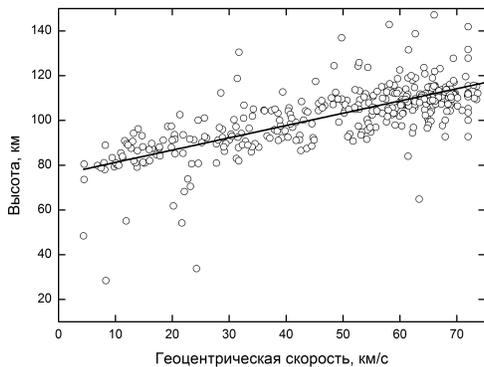


Рис. 5: Зависимость высоты от геоцентрической скорости спорадических метеоров, зарегистрированных в 2012-2017 гг

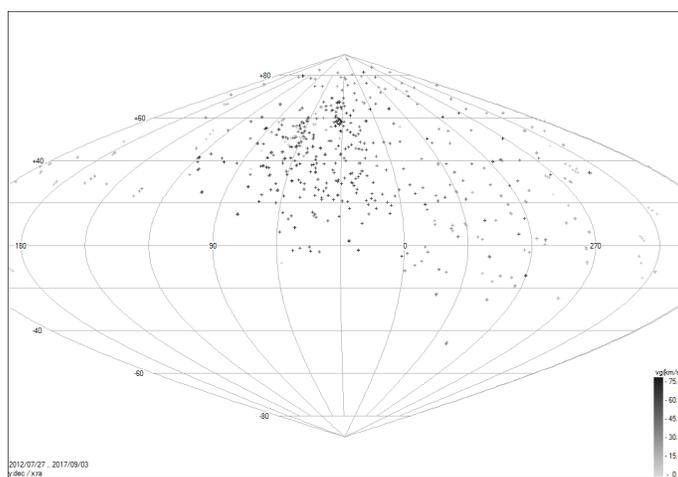


Рис. 6: Распределение радиантов спорадических метеоров по данным базисных наблюдений ИНАСАН в 2012-2017 гг.

(изучение малых тел Солнечной системы), так и прикладных задач (оценки риска для функционирования космических аппаратов). Непрерывные метеорные наблюдения, проводимые по всему миру в том

числе и в ИНАСАН, позволяют получать оценки притока метеорного вещества как из отдельных потоков, так и спорадического фона. Дальнейшие наблюдения, в том числе на большем количестве станций, позволят более детально исследовать свойства спорадического фона. Также повышение числа наблюдений может помочь в выявлении новых потоков.

Авторы выражают благодарности сотрудникам ИНАСАН (Баррову А.В., Крючкову С. В., Мазурову В.А.) за активное участие в организации и проведении наблюдений.

### Список литературы

1. H. McNamara, J. Jones, B. Kauffman, R. Suggs, W. Cooke, and S. Smith, *Earth, Moon, and Planets*, **95**, 123, 2004, URL <https://doi.org/10.1007/s11038-005-9044-8>.
2. SonotaCo, *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, **37**, 55, 2009.
3. V. Vojáček, J. Borovička, P. Koten, P. Spurný, and R. Štork, *A&A*, **621**, A68, 2019.
4. A. Kartashova, G. Bolgova, Y. Rybnov, O. Popova, and D. Glazachev, in A. Roggemans and P. Roggemans, eds., *International Meteor Conference Egmond, the Netherlands, 2-5 June 2016*, 120 (2016).
5. A. P. Kartashova and G. T. Bolgova, in *Stars and Satellites, Proceedings of the Memorial Conference Devoted to A.G. Masevich 100th Anniversary*, 87–92 (2018).
6. A. P. Kartashova and G. T. Bolgova, *P&SS*, **118**, 120, 2015.
7. A. P. Kartashova and G. T. Bolgova, in *Stars and Satellites, Proceedings of the Memorial Conference Devoted to A.G. Masevich 100th Anniversary*, 106–111 (2018).

## Характеристики новых объектов космического мусора, обнаруженных в Терскольской обсерватории

Левкина П.А.<sup>1</sup>, Сергеев А.В.<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Терскольский филиал Института астрономии РАН, Кабардино-Балкария, Россия*

<sup>3</sup>*Международный центр астрономических и медико-экологических исследований, Киев, Украина*

Телескоп Zeiss-2000 Терскольской обсерватории регулярно используется для наблюдений объектов космического мусора. Высокая проникающая способность при хороших погодных условиях позволяет обнаруживать до 10 новых объектов каждую ночь. Регулярные открытия новых, прежде не каталогизированных объектов, свидетельствуют о постоянном увеличении количества техногенных обломков в околоземном пространстве и о недостаточной представленности малоразмерных фрагментов в каталогах космических объектов. В статье приводятся данные о нескольких типичных космических объектах, регулярно обнаруживаемых на оборудовании телескопа Zeiss-2000 — фрагментов аппаратов, выводимых на геостационарную орбиту и находящихся на переходной орбите.

## Characteristics of new space debris objects detected at the Terskol observatory

Levkina P.A.<sup>1</sup>, Sergeev A.V.<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Terskol Branch, Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Kabardino-Balkariya, Russia*

<sup>3</sup>*International Center for Astronomical, Medical and Ecological Research, Kyiv, Ukraine*

The Zeiss-2000 telescope of the Terskol observatory is regularly used for observations of space debris. Due to its high limiting magnitude, up to 10 and more new objects are detected on the telescope complex every night under good weather conditions. Regular discoveries of new, previously uncatalogued objects, indicate a constant increase in the number of space debris in near-Earth space and an insufficient representation of small-sized fragments in the catalogues of space objects. The article presents data on several typical small-sized space objects that we regularly observe using the Zeiss-2000 telescope — the

fragments of spacecrafts placed into geostationary orbit and fragments on the geosynchronous transfer orbit.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.046

## 1. Введение

Телескоп Zeiss-2000 Терскольской обсерватории с апертурой 2 м, с эквивалентным фокусным расстоянием Ричи-Кретьена 16 м регулярно используется для наблюдений объектов космического мусора [1]. Наблюдения ведутся по международной программе «Астрономия в Приэльбрусье». В силу высокой проникающей способности при хороших погодных условиях на комплексе телескопа обнаруживаются до 10 новых высокоорбитальных объектов каждую ночь [2]. Регулярные открытия новых, прежде не каталогизированных объектов, свидетельствуют о постоянном увеличении количества техногенных обломков в околоземном космическом пространстве и о недостаточной представленности малоразмерных фрагментов космического мусора в каталогах космических объектов. Приведем параметры нескольких типичных фрагментов космического мусора по результатам наблюдений в Терскольской обсерватории.

## 2. Параметры малоразмерного фрагмента КМ 92918

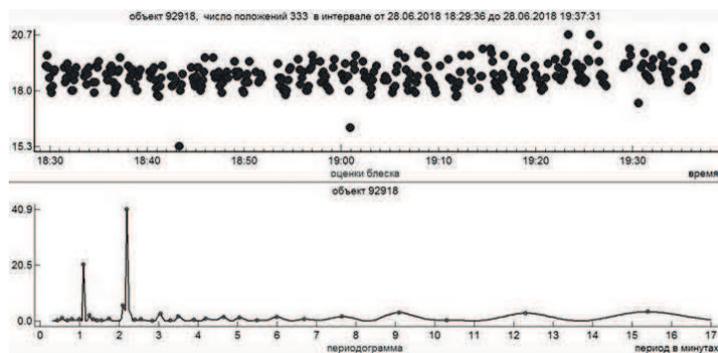


Рис. 1: График изменения блеска и периодограмма объекта № 92918 по наблюдениям 28.06.2018 г.

Малоразмерный фрагмент КМ, позже каталогизированный в динамической базе данных космических объектов в ИПМ им. М.В. Келдыша под номером 92918 [3], был открыт нами 28.06.2018 г. Наблюдался 4 ночи с 28.06.2018 г. по 01.07.2018 г., за это время было получе-

но 486 положений. Средняя квадратическая погрешность измерений составила  $\sim 0.3''$  по прямому восхождению и склонению. Элементы орбиты объекта № 92918 на эпоху 28.06.2018, 00:00:00.0: большая полуось — 41601.356 км, эксцентриситет — 0.11089044, угол наклонения —  $3.72159^\circ$ , долгота восходящего узла —  $321.78721^\circ$ , аргумент перигея —  $31.38595^\circ$ , средняя аномалия —  $346.38595^\circ$ , среднее движение — 1.02311591 об./сутки, оценка площадь/масса —  $3.71027 \text{ м}^2/\text{кг}$ , корреляция фаза-блеск — 0.027, средняя оценка блеска —  $18.7^m$ . Амплитуда блеска этого объекта изменяется в диапазоне от 15.3 до 20.8 звездной величины.

На рис. 1 показаны характер изменения блеска и периодограмма объекта в первую ночь наблюдений 28.06.2018 г. На протяжении всех 4 наблюдательных ночей период изменения блеска объекта оценивается в 2.2 минуты.

По критерию А.С. Сочилиной [4] на диаграмме «угол наклонения – долгота восходящего узла» объект 92918 попадает в группу фрагментов разрушения разгонного блока Titan 3С Transtage № 68081, взорвавшегося на геосинхронной орбите в 1992 г.

### 3. Параметры малоразмерного фрагмента КМ 70300

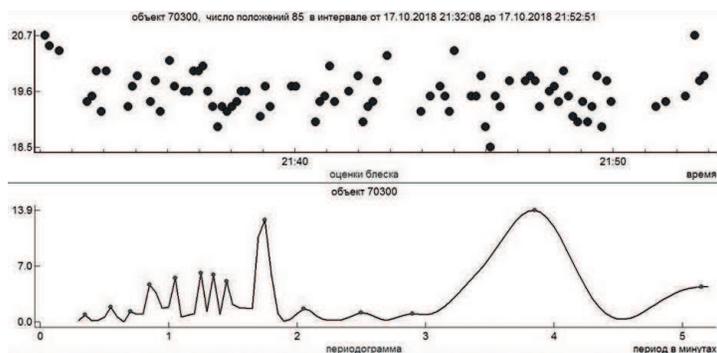


Рис. 2: График изменения блеска и периодограмма объекта № 70300 по наблюдениям 17.10.2018 г.

Объект с временным условным номером 70300 был обнаружен нами 17 октября 2018 г. Амплитуда блеска этого объекта изменяется в диапазоне от 18.5 до 20.8 интегральной звездной величины. Элементы орбиты объекта № 70300:  $a = 27052.0$  км,  $e = 0.44846$ ,  $i = 7.555^\circ$ ,  $\Omega = 293.481^\circ$ . На рис. 2 приводятся график изменения блеска и перио-

дограмма объекта № 70300 по наблюдениям 17.10.2018 г. Два периода изменения блеска –1.8 минуты и 3.9 минуты определяются надежно. Согласно параметрам орбиты и блеску объект 70300, возможно, является осколком ракеты-носителя «Агиле» (параметры предварительной орбиты для достижения геосинхронного положения).

#### 4. Параметры малоразмерного фрагмента КМ 80300

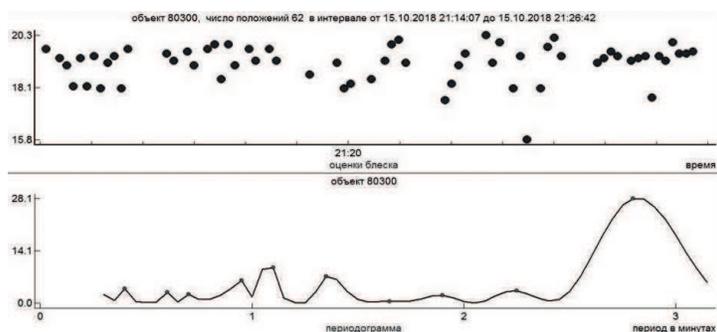


Рис. 3: График изменения блеска и периодограмма объекта № 80300 по наблюдениям 15.10.2018 г.

Объект 80300 был обнаружен нами 15 октября 2018 г. Большой угол наклона орбиты объекта  $17.163^\circ$  и величина большой полуоси 41992.4 км позволяют предположить, что он, возможно, является одним из давних осколков объекта на геосинхронной орбите. На рис. 3 приводятся график изменения блеска и периодограмма объекта № 80300 по наблюдениям 15.10.2018 г. Период изменения блеска 2.8 мин определяется надежно.

#### 5. Параметры малоразмерного фрагмента КМ 80500

Объект 80500 наблюдался 15 октября 2018 г. Элементы орбиты объекта № 80500:  $a = 33474.9$  км,  $e = 0.38378$ ,  $i = 13.211^\circ$ ,  $\Omega = 327.562^\circ$ . Объект, возможно, является осколком от неудачных запусков на геостационарную орбиту. В каталоге космических объектов содержатся объекты с подобными параметрами орбиты. На рис. 4 приводится график изменения блеска и периодограмма объекта № 80500 по наблюдениям 15.10.2018 г. Период изменения блеска не определяется.

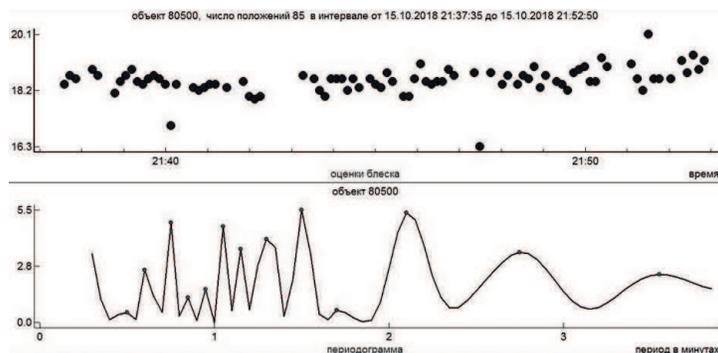


Рис. 4: График изменения блеска и периодограмма объекта № 80500 по наблюдениям 15.10.2018 г.

## 6. Заключение

В настоящей работе проведены исследования новых объектов космического мусора, обнаруженных в ходе наблюдений в Терскольской обсерватории в 2017–2018 гг. Определены орбитальные параметры и физические характеристики избранных объектов космического мусора. Продолжают обнаруживаться обломки разрушений аппаратов и сопутствующих запускам объектов, выведенных на орбиту несколько десятков лет назад. Массив регулярно открываемых объектов, отсутствующих в каталогах, позволяет оценить заселенность околоземного космического пространства малоразмерными фрагментами космического мусора. Только в октябре 2018 г. было обнаружено более 15 различных фрагментов. Блеск всех объектов испытывает значительные резкие колебания, с амплитудой от 5 до 7 звездных величин в течение нескольких минут. Период вращения большинства обнаруженных объектов оценивается в  $\sim 2$  минуты. Для некоторых новых объектов космического мусора удалось оценить величину отношения площади к массе по данным нескольких наблюдательных ночей.

Большинство новых объектов относятся к фрагментам аппаратов, выводимых на геостационарную орбиту и находящихся на переходной орбите. Фрагменты космического мусора вблизи геостационарной области с наклонениями и эксцентриситетами, близкими к нулю, обнаруживаются очень редко. Анализ одного из новых объектов позволил отождествить его с обломком разгонного блока Titan 3C Transtage, взорвавшегося на геостационарной орбите в 1992 г.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации № МК 6640.2018.2.

### Список литературы

1. 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.
2. P. Levkina, N. Bakhtigaraev, K. Martynyuk-Lototsky, S. Velichko, I. Sokolov, A. Bondar, P. Khorunzhiy, and V. Chazov, *Open Astronomy*, **27**, 310, 2018.
3. V. Agapov, in *Proceedings of the 3rd European Conference on Space Debris* (2001).
4. R. Kiladze and A. Sochilina, *Theory of motion of geostationary satellites* (2010).

## О популяции малоразмерных фрагментов космического мусора геостационарной зоны

Левкина П.А.<sup>1</sup>, Бахтигараев Н.С.<sup>1</sup>, Рыхлова Л.В.<sup>1</sup>,  
Горшков А.П.<sup>2</sup>, Карпов Н.В.<sup>2,3</sup>, Сергеев А.В.<sup>2,3</sup>,  
Тарадий В.К.<sup>2,3</sup>, Чазов В.В.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Терскольский филиал Института астрономии РАН, Терск, Россия*

<sup>3</sup>*Международный центр астрономических и медико-экологических исследований, Киев, Украина*

<sup>4</sup>*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия*

В рамках международной программы «Астрономия в Приэльбрусье» на наблюдательном комплексе телескопа Zeiss-2000 Терскольской обсерватории осуществляются исследования заселенности геостационарной зоны малоразмерными объектами космического мусора при помощи оптических измерений. Телескоп Zeiss-2000 с двухметровой апертурой является крупнейшим телескопом, регулярно используемым для исследований космического мусора. Во время наблюдений в фотометрические ночи обнаруживаются 4–5 ранее не наблюдававшихся фрагментов от 17-й до 21-й звездной величины. В данной работе приводятся параметры орбит и физические характеристики малоразмерных фрагментов, обнаруженных при наблюдениях в Терскольской обсерватории в октябре 2018 г.

## On the population of small-sized space debris fragments of geostationary region

Levkina P.A.<sup>1</sup>, Bakhtigaraev N.S.<sup>1</sup>, Rykhlova L.V.<sup>1</sup>, Gorshkov A.P.<sup>2</sup>,  
Karpov N.V.<sup>2,3</sup>, Sergeev A.V.<sup>2,3</sup>, Tarady V.K.<sup>2,3</sup>, Chazov V.V.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Terskol Branch of the Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Terskol, Russia*

<sup>3</sup>*International Center for Astronomical, Medical and Ecological Research, Kyiv, Ukraine*

<sup>4</sup>*Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia*

The population of the small-sized space debris on geostationary region are studied using the telescope Zeiss-2000 of the Terskol observatory within the frame-

work of the international program “Astronomy in the Elbrus region”. The Zeiss-2000 telescope with a two-meter aperture is the largest telescope regularly used for space debris research. One of the main tasks is to detect and characterize small fragments of space debris that are difficult to observe with other telescopes. During observations in photometric nights 4–5 previously not observed fragments from the 17th to the 21st magnitude are found. This paper presents the parameters of the orbits and physical characteristics of small fragments of space debris detected during observations at the Terskol observatory in October 2018.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.047

## 1. Введение

Заселенность околоземного космического пространства до 1000 км космическим мусором (КМ) хорошо изучена радарными измерениями. Набрана хорошая статистика по количеству КМ до размеров 1–2 см. Практически не изучена популяция КМ размерами менее 10 см вблизи геостационарной зоны. Возможности телескопа с двухметровой апертурой позволяют обнаруживать и сопровождать объекты размерами 10 см и менее в геостационарной области. Zeiss-2000 Терскольской обсерватории является крупнейшим телескопом, регулярно используемым для исследований космического мусора на высоких орбитах [1, 2].

В хорошую наблюдательную ночь на этом телескопе обнаруживаются 4–5 новых, ранее не наблюдавшихся малоразмерных фрагментов КМ с блеском от 18-й до 21-й звездной величины. Как правило, это объекты со сложным характером вращения и большой амплитудой изменения блеска. Например, только за 9 ночей в октябре 2018 г. было обнаружено более пятнадцати ранее не наблюдавшихся малоразмерных фрагментов. С тем, чтобы определить первоначальную орбиту и сделать с удовлетворяющей точностью прогноз движения на следующую ночь, новые объекты наблюдаются с момента обнаружения на непрерывной дуге от 40 минут и более. Высокоточные наблюдения на дуге в 1 час и более позволяют уверенно обнаружить объект на следующую ночь, при этом ошибки прогноза не превышают 0.3 градуса.

## 2. Результаты сеанса поисковых наблюдений космического мусора в октябре 2018 г.

В октябре 2018 г. в обсерватории на пике Терскол при помощи телескопа Zeiss-2000 был проведен сеанс поисковых наблюдений КМ в хороших погодных условиях. За девять ночей наблюдений было обнаруже-

Таблица 1: Элементы орбиты новых объектов на основе измерений.

объект	70100	70500	80100	80200	82022	93833
$n$	1.24871	2.91972	0.95221	1.03788	1.00117	0.99267
$a$ (км)	36425.8	20674.0	43641.7	41205.3	42207.1	0.99267
$e$	0.483282	0.67919	0.35224	0.67963	0.00334	0.12929
$i$ (°)	4.16569	1.95737	7.96733	22.9472	12.7837	5.0866
$\Omega$ (°)	252.05	135.81	244.83	292.60	326.60	303.92
$A/m$	—	—	—	—	—	16.156
блеск	18.1	19.3	17.8	17.6	19.3	18.4
дуга (мин.)	83	85	68	53	86	71+29

Таблица 2: Элементы орбиты на основе измерений на коротких дугах.

объект	70300	80300	80500	80700	80900
$n$	1.95099	1.00883	1.41741	0.94249	2.52145
$a$ (км)	27052.0	41992.4	33474.9	43941.5	22798.1
$e$	0.44846	0.33199	0.38378	0.16336	0.69097
$i$ (°)	7.555	17.163	13.211	4.773	7.426
$\Omega$ (°)	293.481	45.081	327.562	303.686	273.87
блеск	19.6	19.1	18.5	18.1	17.5
дуга (мин.)	20	12	15	11	22

но более пятнадцати ранее не наблюдававшихся малоразмерных фрагментов КМ. Для одиннадцати из них удалось определить параметры орбиты. При проведении наблюдений и при предварительной редукации изображений используются программный модуль CameraControl и комплекс Арех II, разработанные в Пулковской обсерватории РАН [3]. Вычисления параметров орбит и оценки точности прогноза движения выполнены на основе численно-аналитической теории движения ИСЗ, разработанной в ГАИШ МГУ [4, 5].

В табл. 1 и 2 представлены параметры орбиты шести новых объектов. Объекты табл. 1 в первых четырех столбцах имеют временные номера, объектам 82022 и 93833 были присвоены постоянные номера в каталоге ИПМ им. М.В. Келдыша [6] после наших наблюдений. Все

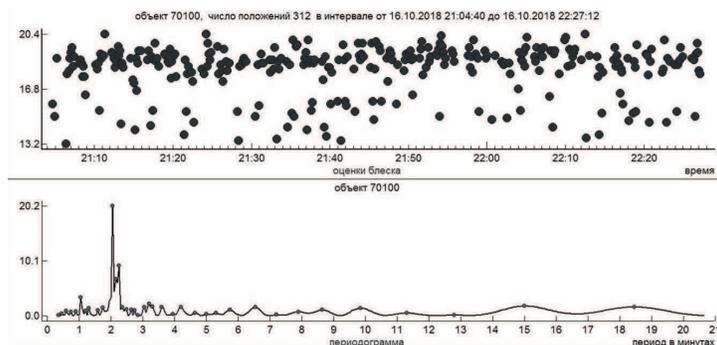


Рис. 1: График изменения блеска и периодограмма объекта № 70100 по наблюдениям 16.10.2018.

объекты слабее 17-й звездной величины. Объект № 93833 наблюдался в течение двух ночей (71 мин. в первую ночь и 29 мин. во вторую ночь), после чего была получена оценка величины отношения площади к массе ( $A/m$ ).

На рис. 1–4 показаны графики изменения блеска и периодограммы объектов из табл. 1. Можно видеть, что показанные объекты объединяют большие амплитуды изменения блеска и период вращения около 2 минут. На рис. 5 показан график изменения блеска и периодограмма объекта № 80700 по наблюдениям 16.10.2018. Элементы орбиты и блеск этого объекта позволяют предположить, что он является одним из осколков объекта, переведенного на орбиту захоронения после завершения работы на геосинхронной орбите. Период изменения

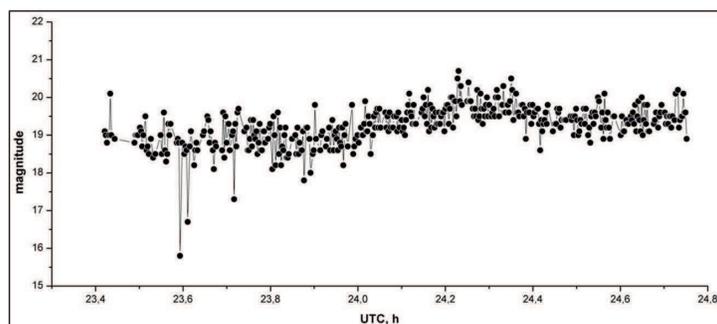


Рис. 2: График изменения блеска объекта № 70500, 17.10.2018.

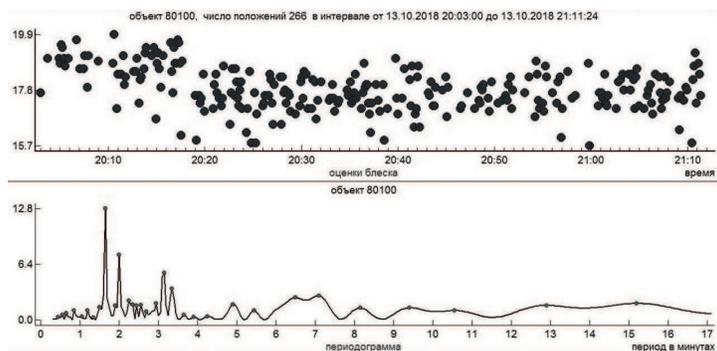


Рис. 3: График изменения блеска и периодограмма объекта № 80100 по наблюдениям 13.10.2018.

блеска 1.0 минуты по наблюдениям на короткой дуге определяется ненадежно.

#### 4. Заключение

В октябре 2018 г. в обсерватории на пике Терскол при помощи телескопа Zeiss-2000 был проведен сеанс поисковых наблюдений космического мусора. За девять ночей наблюдений было обнаружено более пятнадцати ранее не наблюдававшихся малоразмерных фрагментов КМ. Для одиннадцати из них удалось определить параметры орбиты. Все объекты слабее 17-й звездной величины. Эти объекты объединяют боль-

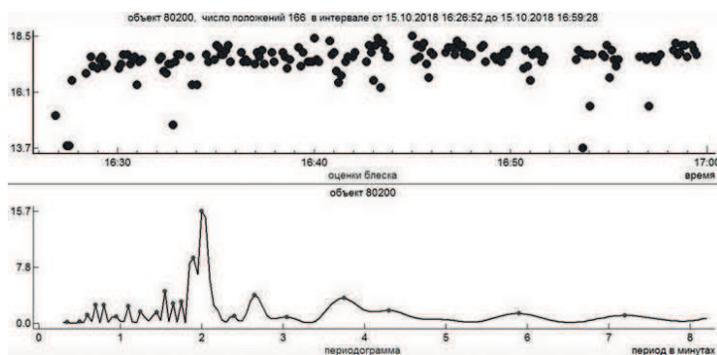


Рис. 4: График изменения блеска и периодограмма объекта № 80200 по наблюдениям 15.10.2018.

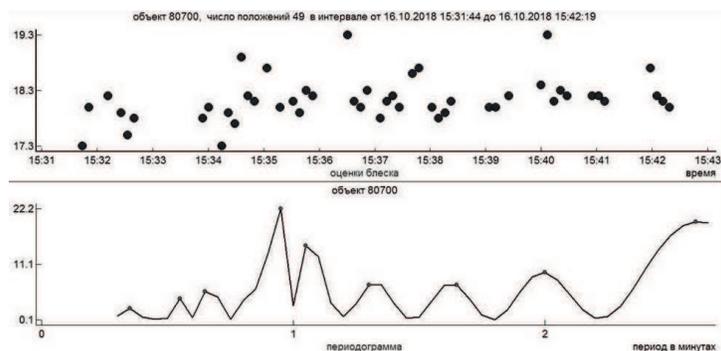


Рис. 5: График изменения блеска и периодограмма объекта № 80700 по наблюдениям 16.10.2018.

шие амплитуды изменения блеска — от 5 до 7 звездных величин — и период вращения изменения блеска около 2 мин. Элементы орбиты и блеск одного объекта позволяют предположить, что он является одним из осколков космического аппарата, переведенного на орбиту захоронения после завершения работы на геосинхронной орбите.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации № МК 6640.2018.2.

### Список литературы

1. V. K. Tarady and Y. S. Yatskiv, *Astronomical and Astrophysical Transactions*, **13**, 19, 1997.
2. P. Levkina, N. Bakhtigaraev, K. Martynyuk-Lototsky, S. Velichko, I. Sokolov, A. Bondar, P. Khorunzhiy, and V. Chazov, *Open Astronomy*, **27**, 310, 2018.
3. A. V. Devyatkin, D. L. Gorshanov, V. V. Kouprianov, and I. A. Verestchagina, *Solar System Research*, **44**, 68, 2010.
4. V. V. Chazov, *Trudy SAI MSU*, **68**, 5, 2000.
5. N. S. Bakhtigaraev and V. V. Chazov, *Cosmic Research*, **43**, 369, 2005.
6. V. Agapov, in *Proceedings of the 3rd European Conference on Space Debris* (2001).

## **Верификация измеренных яркостей метеоров на основе программных пакетов UFO Analyzer и Meteors Magnitude**

Леонов В.А.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Определение фотометрических характеристик небесных объектов — достаточно трудная задача, обозначенная еще Гиппархом, при этом яркость метеоров оценивается соразмерно яркости звезд, которые фиксируются телевизионной аппаратурой на кадрах с метеорными треками, с последующим суммированием этих кадров (интегральная яркость). В процессе вычисления фотометрических характеристик разными методами у исследователей получаются результаты, сильно отличающиеся друг от друга. В работе представлены результаты и анализ фотометрической обработки группы метеоров потока Персеиды, полученных базисными методами и обработанных двумя разными программами — UFO Analyzer и Meteors Magnitude.

## **Verification of the measured brightness of the meteors based on software packages UFO Analyzer and Meteors Magnitude**

Leonov V.A.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Determination of photometric characteristics of celestial objects is a rather difficult task, indicated by Hipparchus. The brightness of meteors is estimated in proportion to the brightness of the stars which are recorded by TV equipment on frames with meteor tracks followed by the summation of these frames (integral brightness). In the process of obtaining photometric characteristics by different methods the researchers obtained results that are very different from each other. The paper presents the results and analysis of photometric processing of a group of Perseid stream meteors obtained by basic methods and processed by two different programs — UFO Analyzer and Meteors Magnitude.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.048

### **1. Введение**

В прошедшем столетии фотометрия была одним из главных инструментов астрофизических исследований [1]. Фотометрия метеоров по своей сложности не уступает звездной фотометрии, а кратковременность этого явления еще больше усложняет задачу. На результаты

измерений может влиять большое количество разных факторов, начиная от спектральной чувствительности светоприемника и состояния атмосферы, заканчивая методикой измерений. Процесс накопления метеорных регистраций, обусловленный развитием современных телевизионных систем, происходит в геометрической прогрессии, в то время как обработка этих явлений, в особенности фотометрическая, идет крайне медленными темпами. Немногочисленные результаты определения яркостных характеристик метеоров, получаемые разными исследователями, сильно различаются друг от друга, поэтому возник вопрос об экспериментальной проверке измерений, получаемых с помощью широко известной японской программы для обработки метеоров UFO Analyzer и с помощью специально разработанной отечественной программы Meteors Magnitude.

## 2. Характеристики пакетов программ UFO Analyzer и Meteors Magnitude

Для получения фотометрических характеристик метеорное сообщество использует преимущественно пакет программ под общим названием SonotaCo [2], в который входит программа UFO Analyzer. Это универсальный и высококачественный программный продукт, предназначенный для вычисления практически всех характеристик метеорных явлений, в том числе и фотометрических. Однако универсальность данного пакета влечет за собой и некоторые недостатки в фотометрической части.

1. Вычисление фотометрических характеристик метеоров происходит строго на заданном этапе обработки и не может быть осуществлено вне последовательности этих этапов.

2. Процесс обработки метеоров этой программой достаточно сложный и занимает много времени.

3. Описание алгоритмов, заложенных в пакет SonotaCo, отсутствует, а коды программы закрыты.

4. Для работы с этой программой необходимо использовать строго определенный формат видеофайлов, сопровождаемый настройками софта, которые, несмотря на инструкции, подбираются эмпирически для каждого конкретного объектива, камеры и пункта наблюдения. Поэтому не отработав тщательно методики настройки, регистрации метеоров и их дальнейшей обработки, получить какие-либо достоверные пространственные или фотометрические характеристики метеоров невозможно.

В то же время в ИНАСАН разработана и активно используется специальная программа для фотометрической обработки метеоров Meteors Magnitude 2.0, которая позволяет вычислять яркости метеоров независимо от типа исходного файла [3], т.к. работает с последовательностью кадров, представляемых в виде точечных рисунков форматов \*.bmp, \*.jpg, \*.jpeg, а также \*.fits. Это позволяет обрабатывать практически любые видеофайлы, которые можно разложить в последовательность статических изображений с метеорами, поскольку программа оперирует с совокупностью меняющихся характеристик в серии кадров: звездной величиной и координатами центра тяжести. Кроме того, программа позволяет настраивать порог обнаружения объектов по гистограмме изображения с определением границы чувствительности камеры в терминах уровня яркости монохромного изображения и исключать фиктивные регистрации метеоров, что дает возможность проводить измерения очень слабых метеоров, которые пакет SonotaCo может не обнаружить в автоматическом режиме.

Процедура обработки метеоров в обеих программах сводится к сравнению яркости метеора в каждом кадре с яркостью звезд поля, и очевидно, что алгоритмы, лежащие в их основе программ, примерно одинаковы. Обе программы имеют возможность сохранения списка опорных звезд, что, впрочем, способствует не только ускорению процесса обработки, сколько накоплению систематической ошибки.

В случае обработки метеоров программой UFO Analyzer оператор накладывает звездную карту на единичный кадр, в результате чего создаются связи «звезда в каталоге – звезда на кадре», однако ошибки в этих связях могут быть достаточно большими в случае, если программа неверно отождествила звезды поля в кадре со звездами в каталоге. Эту операцию следует проводить несколько раз, что позволяет несколькими итерациями свести ошибку отождествления к минимуму, но не исключить полностью. Такая ошибка обусловлена прежде всего дисторсией объектива и, как следствие, сильными искажениями изображения по его краям. Можно утверждать, что именно этот факт приводит к ошибочному отождествлению звезд каталога с фактическими звездами в кадре, что в итоге сказывается на неверном определении фотометрических характеристик метеоров в ряде случаев и примерно в 2–3 раза увеличивает время обработки одного метеора.

В процессе работы с программой Meteors Magnitude оператор самостоятельно выделяет звезды стандарта и вводит известные из рабочего каталога значения их яркостей, имея при этом возможность кор-

ректировать порог бинаризации (разграничения сигнала от объекта и от фона) и определять порог чувствительности на изображении. На основе введенных значений программа строит калибровочную зависимость «сигнал-яркость» и производит вычисление полной яркости измеряемого объекта в каждом кадре. Т.е. по каждому «эталонному» объекту (звезде), для которого вводились звездные величины, вычисляются звездные величины всех измеряемых объектов (метеоров). Повышение точности измеряемых величин может быть осуществлено увеличением количества звезд поля с калибровочными яркостями. Важной особенностью программы является возможность исключения тех или иных звезд из рассмотрения в ситуациях, когда оператор не может точно отождествить звезду или она закрыта метеорным треком. Кроме того, имеется возможность интерактивного исключения фиктивных точек (мест на кадре с увеличенным шумовым сигналом, ошибочно принимаемым программой за элемент метеорного трека) для корректировки результатов автоматического анализа.

Алгоритм работы программы описан в работах [3, 4], отметим лишь, что для выбора порога бинаризации (разграничения сигнала от объекта и фона) исходного монохромного изображения, который соответствует сегментации объектов, применяется гистограммный анализ. Для большинства изображений порогом чувствительности камеры будет порог яркости, соответствующий максимуму гистограммы изображения, а оптимальным порогом обнаружения звезд и метеоров будет порог яркости, соответствующий максимуму гистограммы изображения « $+3\sigma$ » от распределения яркостей пикселей фона. Т.е. если выбирается меньший по значению порог, то метод будет распознавать фоновые или шумовые составляющие изображения как выделяемые программой объекты, в то время как выбор существенно более высокого по значению порога не позволит выделить слабые объекты.

### 3. Анализ наблюдений, обработанных разными методами

Для исследования были отобраны метеоры из потока Персеиды, отличающиеся достаточно длинными, четкими треками и многочисленностью; при этом освещенность неба в августе существенно ниже, чем в июне-июле. За ночь 11 августа 2018 г. на камерах MobilCa было зарегистрировано 32 метеора, из которых 22 надежно отождествлены с потоком Персеиды и зарегистрированы обеими камерами, находящимися в Звенигородской обсерватории и в п/н Истра. Яркость каждого метеора вычислялась для каждого пункта наблюдений, каждым про-

граммным продуктом и осуществлялась 3 раза для уменьшения статистических ошибок, после чего вычислялось среднее значение яркости.

Результаты вычислений представлены на рис. 1 и 2, где по горизонтальным осям отложены порядковые номера метеоров, а по вертикальным — значения яркостей. Для наглядности графики также аппроксимированы B-сплайнами (разновидность одномерных сплайнов, которые при изменении одной опорной точки изменяются локально).

Видно, что максимальное расхождение не превышает  $1.0^m$  а среднее составило чуть менее  $0.5^m$ . При этом результаты, полученные с применением UFO Analyzer, оказываются немного заниженными. Учитывая, что средняя ошибка фотометрических измерений составляет обычно  $0.2^m$  [1], это некритично выходит за диапазон ошибок и объясняется скорее всего тем, что в пакете SonotaCo используется стандартный фотометрический каталог, а не специальный.

Как нами было показано в работе [5], для количественного фотометрического анализа метеоров необходимо измерять только тот световой поток, который дошел от метеора до камеры, с учетом того и только того диапазона спектральной чувствительности, который имеет данная камера. Как следствие, определенный приемник будет формировать индивидуальный выходной сигнал на принимаемое излучение от одной и той же звезды в зависимости от его кривой чувствительности. Это значит, что для каждой метеорной камеры, которая работает не в стандартной фотометрической полосе, необходимо использовать специальный фотометрический каталог.

Такой каталог используется при обработке метеоров с пакетом Meteors Magnitude, однако он не применяется в пакете SonotaCo, где вместо этого для вычисления метеорных яркостей применяется система редуций. Это требует большого количества звезд в кадре, что необходимо для усреднения значения световых потоков от звезд разных яркостей и разных классов, что, впрочем, не всегда помогает и при некоторых обстоятельствах может даже усиливать ошибки редуций.

#### 4. Заключение

Занижение фотометрических оценок метеоров, обработанных при помощи UFO Analyzer, обусловлено прежде всего тем, что для сравнительного анализа яркостей в нем, в отличие от Meteors Magnitude [5], используется стандартный фотометрический каталог, который требует модификации и адаптации для каждого типа метеорных камер и,

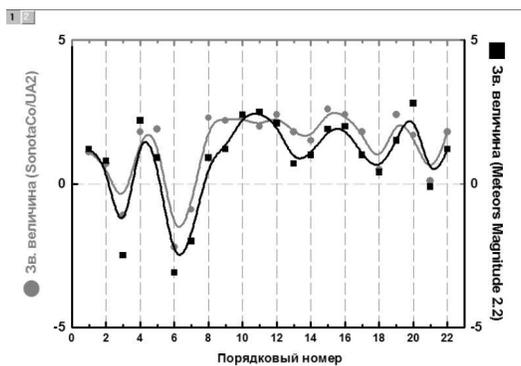


Рис. 1: Распределение по яркостям метеоров, полученных с использованием программных пакетов UFO Analyzer и Meteors Magnitude (п/н Истра).

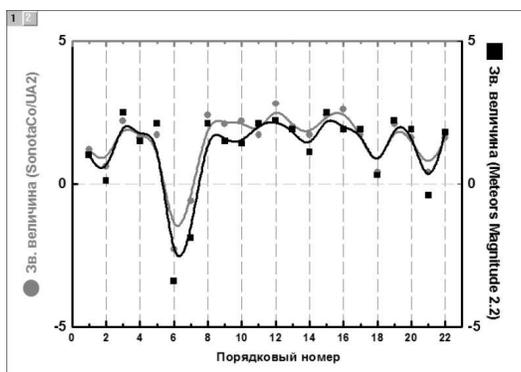


Рис. 2: Распределение по яркостям метеоров, полученных с использованием программных пакетов UFO Analyzer и Meteors Magnitude (Звениг. обсерв.).

строго говоря, объективов, посредством которых получены метеорные регистрации.

Следует отметить, что основной задачей исследования являлось получение сравнительных яркостных характеристик метеорных со-

бытий двумя различными методами обработки данных, а не вычислить все неучтенные систематические ошибки фотометрических оценок. Тем не менее для коррекции результатов, получаемых на камерах типа Watec 902, исследователям можно рекомендовать вводить корректирующий коэффициент  $0^m.5$  в сторону увеличения яркости метеоров при вычислении фотометрических характеристик, используя UFO Analyzer.

### Список литературы

1. A. V. Mironov, *Pretszionnaia Fotometriia [Precision Photometry]* (1997), in Russian.
2. Official website of the manufacturer of software for the processing of meteor phenomena SonotaCo. URL: <http://sonotaco.com/>.
3. A. V. Bagrov, M. A. Bondarenko, and V. A. Leonov, *Ecological Bulletin of Scientific Centers of the BSEC*, **2**, 21, 2013, in Russian.
4. A. Bagrov and V. Leonov, in M. Gyssens, P. Roggemans, and P. Zoladek, eds., *Proceedings of the International Meteor Conference, Poznan, Poland, 22-25 August 2013*, 142–146 (2014).
5. V. A. Leonov and A. V. Bagrov, in *Stars and Satellites, Proceedings of the Memorial Conference Devoted to A.G. Masevich 100th Anniversary*, 93–99 (2018).

## Определение компонентов тензора гравитационного потенциала уровня 1b

Клюйков А.А.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

В статье представлена математическая модель и алгоритм определения компонентов тензора гравитационного потенциала уровня 1b, на основе которых была разработана программа на алгоритмическом языке ФОРТРАН. Результаты экспериментальных вычислений по программе совпали с данными, приведенными в файле данных проекта GOCE.

## Determination of the components of the gravitational potential tensor level 1b

Kluykov A.A.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

The article presents a mathematical model and algorithm for determining the components of the gravitational potential tensor level 1b, on the basis of which the program was developed in the algorithmic language FORTRAN. The results of the experimental calculations for the program coincided with the data given in the data file of the project GOCE.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.049

### 1. Введение

Проект GOCE направлен на создание высокоточной модели статического гравитационного поля Земли с высоким пространственным разрешением (менее 100 км), что соответствует коротковолновой части спектра гравитационного поля Земли [1]. Измерения, полученные в ходе реализации проекта GOCE, содержат информацию о гравитационном поле Земли почти в глобальном масштабе. Их частотный спектр включает как длинноволновую часть спектра гравитационного поля, определенную только по линии «спутник-спутник», так и коротковолновую (высокочастотную) часть спектра гравитационного поля, определенную только по градиентометрическим измерениям.

### 2. Уровни данных в проекте GOCE

В проекте GOCE предусмотрены три основных уровня данных [2]. Данные уровня 0 (Level 0) представляет собой «сырые» измерения,

полученные сенсорными системами и включают в себя: инструментальные данные (например, измерения звездной камеры с частотой 2 Гц); выходные данные шести акселерометров по трем измеряемым осям с частотой 1 Гц (более точно 1/0.999360 Гц); данные по линии «спутник-спутник» в варианте «высокий-низкий» с частотой 1 Гц. Каждый из этих типов данных является основой для получения данных уровня 1b. Данные уровня 1b (Level 1b) включают в себя: гравитационные градиенты в системе координат градиентометра (GRF); матрицу преобразования из системы координат GRF в инерциальную систему координат ICRF; линейные ускорения и угловые скорости и ускорения; координаты и скорости спутника в Земной системе координат на моменты времени. Данные уровня 2 (Level 2) включают в себя: предварительно обработанные, внешне откалиброванные и скорректированные гравитационные градиенты в системе координат градиентометра (GRF) и земной системе координат (TRF); «быстрые» (Rapid) и точные орбиты; решения относительно коэффициентов сферических гармоник, включая ковариационную матрицу и определяемые величины (высоты геоида, гравитационные аномалии и отклонения отвесной линии). Данные этого уровня генерируются с использованием данных уровня 1b. Для пользователей доступны только данные уровней 1b и 2. Измерительная информация проекта GOCE к пользователям поступает в архивированном виде с расширением «\*.tag», так что для ее дальнейшего использования необходим этап разархивации. В результате этой операции получают файл в формате EEF (Earth Explorer File), который затем конвертируется в файл текстового формата. Для этого используются синтаксические обработчики («парсеры») небольшие программы синтаксического анализа, принимающие на вход файлы данных в XML-формате, и, в соответствии с заданными параметрами, конвертирующие их в текстовый формат [3]. В проекте GOCE используется программа «GOCE XML Parser», написанная на языке Perl.

Решение целевой задачи проекта GOCE осуществляется на основе математической обработки измерительной информации, включающей два этапа: предварительную обработку измерений и решение целевой задачи проекта GOCE. Предварительная обработка спутниковых градиентометрических измерений включает в себя следующие шаги: 1) вычисление по измерениям акселерометров компонентов тензора гравитационного потенциала уровня 1b на момент измерения; 2) расчет поправки за временные вариации гравитационного поля; 3) отбраковка аномальных измерений; 4) внешняя калибровка и оценка

погрешности полученных градиентов. В результате предварительной обработки градиентометрических измерений получают данные уровня 2 (Level 2) в GRF, которые используются для определения параметров гравитационного поля Земли в проекте GOCE. Целью данной статьи является разработка математической модели и алгоритма вычисления компонентов тензора гравитационного потенциала уровня 1b по измерениям акселерометров, полученных дифференциальным методом.

### 3. Уравнение градиентометрических измерений

Градиентометр проекта GOCE реализован в виде ансамбля из шести акселерометров, расположенных попарно в трех взаимно перпендикулярных плоскостях. Измеряемой величиной является ускорение пробной массы относительно основы, которое может быть представлено следующим векторным уравнением [2]:

$$\mathbf{a}_i = -(\mathbf{V} - \boldsymbol{\Omega}^2 - \dot{\boldsymbol{\Omega}})\mathbf{r}_i + \mathbf{d}, \quad (1)$$

где  $i$  — номер акселерометра,  $\mathbf{r}_i$  — радиус-вектор положения пробной массы  $i$ -го акселерометра относительно центра масс спутника.

Первый член формулы (1) представляет собой линейное ускорение пробной массы акселерометра, обусловленное гравитационным градиентом. Второй и третий члены отражают инерциальные ускорения:  $\boldsymbol{\Omega}^2\mathbf{r}_i$  — ускорение пробной массы акселерометра, обусловленное вращением спутника в инерциальном пространстве;  $-\dot{\boldsymbol{\Omega}}\mathbf{r}_i$  — ускорение пробной массы акселерометра, обусловленное угловыми ускорениями спутника. Слагаемое  $\mathbf{d}$  представляет собой вектор неконсервативных ускорений, обусловленных сопротивлением атмосферы и солнечного давления, влияющих на орбиту спутника GOCE. Измерения выполняются в общем (common) и дифференциальном (differential) режимах. Измерения, полученные в общем режиме, используются для оценки влияния негравитационных эффектов (атмосферного торможения и светового давления) на орбиту спутника GOCE:

$$\mathbf{a}_{c,ij} = \frac{1}{2} \cdot (\mathbf{a}_i + \mathbf{a}_j) \approx \mathbf{d}. \quad (2)$$

Измерения, полученные в дифференциальном режиме, используются для вычисления вторых производных (градиентов) гравитационного потенциала:

$$\mathbf{a}_{d,ij} = \frac{1}{2}(\mathbf{a}_i - \mathbf{a}_j) = -\frac{1}{2} \cdot (\mathbf{V} - \boldsymbol{\Omega}^2 - \dot{\boldsymbol{\Omega}}) \cdot (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j). \quad (3)$$

На основании формулы (3) компоненты тензора градиента гравитационного потенциала могут быть получены с использованием следующих соотношений [2]: для главных диагональных компонентов

$$V_{xx} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{a_{d,14,x}}{L_x} - \omega_y^2 - \omega_z^2, \quad (4)$$

$$V_{yy} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{a_{d,25,y}}{L_y} - \omega_x^2 - \omega_z^2, \quad (5)$$

$$V_{zz} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{a_{d,36,z}}{L_z} - \omega_x^2 - \omega_y^2, \quad (6)$$

для недиагональных компонентов

$$V_{xy} = -\frac{a_{d,14,y}}{L_x} - \frac{a_{d,25,x}}{L_y} + \omega_x \omega_y, \quad (7)$$

$$V_{xz} = -\frac{a_{d,14,z}}{L_x} - \frac{a_{d,36,x}}{L_z} + \omega_x \omega_z, \quad (8)$$

$$V_{yz} = -\frac{a_{d,25,z}}{L_y} - \frac{a_{d,36,y}}{L_z} + \omega_y \omega_z. \quad (9)$$

Как следует из формул (4–9), для получения компонентов тензора градиента гравитационного потенциала необходимо знать составляющие угловой скорости спутника в инерциальном пространстве. Из этого следует, что компоненты тензора градиента гравитационного потенциала представляют собой косвенные измерения, которые являются функциями измеренных акселерометрами ускорений пробных масс и составляющих угловой скорости спутника в инерциальном пространстве. В соответствии с формулами (4–9) был разработан алгоритм и составлена программа на алгоритмическом языке ФОРТРАН для вычисления компонентов тензора градиента гравитационного потенциала уровня 1b.

#### 4. Заключение

Сравнение результатов на моменты измерений, полученных с помощью разработанной программы, с данными файла GOSE показало полное их совпадение, что свидетельствует о правильности разработанного алгоритма и корректной его реализации в программе.

**Список литературы**

1. GOCE. Mission Requirements Document. GO-RS-ESA-SY-0001.2000.17pp.
2. GOCE L1b Products User Handbook. GOCE-GSEG-EOPG-TN-06-0137.2000.90pp.
3. GOCE XML Parser. GO-TN-HPF-GS-0192.2011.39pp.

## **О возможности спутниковой коллокации лазерных и доплеровских измерений на спутниках JASON-2/JASON-3**

Эбауэр К.В.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

В настоящее время многие альтиметрические и ДЗЗ-миссии оснащаются несколькими измерительными средствами для траекторных измерений. Имея достаточное количество наблюдений, можно применять метод спутниковой коллокации, т.е. совместно обрабатывать наблюдения разных видов измерений, для определения различных динамических параметров Земли. В работе представлен обзор и некоторые результаты обработки лазерных наблюдений спутника JASON-3.

### **About possibility for satellite collocation of SLR and DORIS measurements on JASON-2/JASON-3 satellites**

Ebauer K.V.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

At current moment many altimetric and remote sensing satellites are equipped with different tracking systems. Having sufficient amount of measurements, it becomes possible to apply satellite collocation method to estimate some dynamic parameters of the Earth. The paper presents an overview and some first results of SLR data processing for JASON-3 satellite.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.050

### **1. Введение**

К настоящему моменту широкое распространение получили спутниковые миссии, круг решаемых задач которых не ограничивается одним направлением (например, только альтиметрическая миссия). Многие спутники оснащаются несколькими измерительными системами, например альтиметром, аппаратурой спутниковой навигации ГНСС, системой ДОРИС и др. К таким спутникам относятся аппараты JASON-2 и JASON-3, запущенные в 2008 и 2016 гг., соответственно. Основная цель миссий — альтиметрические измерения для изучения поверхности Мирового океана. Кроме этого, на борту спутников имеются также отражатели для лазерных измерений, приемники системы ДОРИС

(доплеровские измерения) и антенны ГНСС. Данный факт позволяет применить спутниковую коллокацию (т.е. совместную обработку разных видов измерений на борту аппарата) для повышения точности определения параметров (орбит, координат пунктов и др.). С учетом имеющегося задела в части обработки данных лазерной локации спутников (ЛЛС) и наблюдений ДОРИС целесообразной является разработка методики коллокации этих двух видов наблюдений в рамках программного пакета ГеоИС, разрабатываемого в Институте астрономии РАН [1]. Первым шагом на пути к этой цели является реализация возможности обработки данных лазерной локации спутников, оснащенных приемниками ДОРИС. В силу определенных особенностей, речь о которых пойдет в данной статье, имеются существенные отличия от обработки данных сферических геодезических ИСЗ. В данной работе представлены предварительные результаты обработки данных лазерной локации, полученные с применением программного комплекса ГеоИС.

## 2. О спутнике JASON-3

JASON-3 является продолжением линейки спутников JASON. С конструктивной точки зрения аппарат является практически точной копией ранее запущенных спутников. На борту помимо альтиметра установлены лазерный отражатель, приемник ДОРИС, антенна ГНСС, радиометр. Спутник запущен в 2016 г. на круговую орбиту с наклоном  $66^\circ$  и высотой 1336 км. Локальная спутникоцентрическая система координат реализована следующим образом: ось Z всегда направлена к центру масс Земли, ось X направлена вдоль спутника, перпендикулярно оси вращения солнечных панелей, ось Y дополняет систему до правой тройки векторов.

Ориентация аппарата на орбите непостоянна. Используется три основных режима. Режим слежения за Солнцем — в этом режиме спутник непрерывно следит за Солнцем, совершая поворот вокруг оси Z. Фиксированный режим полета — в этом случае ось X аппарата направлена строго вдоль вектора скорости либо строго в обратную сторону. Третий режим — переходный из первого во второй или наоборот, как правило, по времени занимает не более 10 минут. Выбор режима полета зависит от положения Солнца относительно орбитальной плоскости [2]. Для определения ориентации спутника в инерциальной системе координат используются звездные датчики. По их измерениям получают наборы кватернионов, распространяемых одновременно с измерениями. В случае отсутствия данных звездных датчиков ориен-

тация спутника определяется с применением априорной модели, описанной в литературе [2]. Наблюдения со спутника JASON-3 доступны в сети Интернет через банки данных соответствующих служб <sup>12</sup>.

### 3. Обработка лазерных измерений спутника JASON-3

Обработка любых спутниковых наблюдений начинается с определения орбиты по траекторным измерениям. Для вычисления возмущающих ускорений использовались модели учета гравитационного поля Земли, различных приливных эффектов, притяжения тел Солнечной системы, атмосферного торможения и светового давлений (за основу взяты стандарты Международной службы вращения Земли [3]). Сложная (несферическая) форма спутника существенно усложняет учет факторов негравитационной природы — как атмосферного торможения, так и светового давления. Для реализации этого процесса используется модель спутника, включающая несколько основных геометрических блоков [4]. На каждом шаге интегрирования определяется ориентация спутника относительно вектора действия силы (атмосферного торможения или светового давления) и вычисляется площадь сечения спутника.

Для экспериментальной отработки методики обработки лазерных измерений спутника JASON-3 был выбран 13-недельный временной отрезок (с 01.01.2017 по 26.03.2017) с применением трех подходов к параметризации орбиты и разбиению всего периода обработки на интервалы: оценка аэродинамического коэффициента  $C_d$  каждые сутки на 7-суточном интервале, каждые 8 часов на 7-суточном интервале и каждые 8 часов на 3-суточном интервале. Они обозначены как 7daily, 7hourly8 и 3hourly8. Данными для анализа в данном случае являются среднеквадратические остаточные невязки измерений, график которых приведен на рис. 1. Дополнительно показано количество наблюдений на каждом из 7-суточных и 3-суточных интервалов.

На основе полученных результатов можем заключить, что обрабатывать ИСЗ такого типа необходимо по аналогии с низкоорбитальными сферическими ИСЗ — на 3-суточных интервалах. Дополнительное внимание необходимо уделить параметризации орбиты, а именно частоте уточнения аэродинамических коэффициентов  $C_d$ . В данной работе интервал уточнения равный 8 часам показал себя лучше, чем

<sup>1</sup><ftp://doris.ensg.ign.fr/pub/doris/data/>

<sup>2</sup><ftp://cddis.gsfc.nasa.gov/slr/data/>

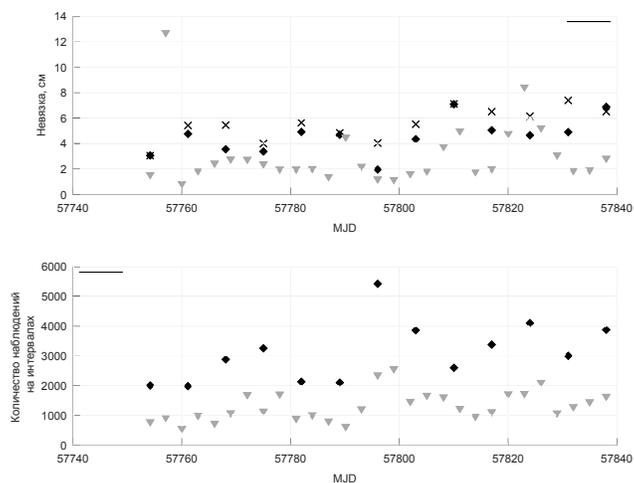


Рис. 1: Среднеквадратические остаточные невязки измерений, полученные в эксперименте по обработке лазерных измерений ИСЗ JASON-3, для трех вариантов решения: 7daily — обработка семисуточных интервалов с посуточным уточнением аэродинамического коэффициента  $C_d$ , 7hourly — обработка семисуточных интервалов с уточнением аэродинамического коэффициента  $C_d$  каждые 8 часов, 3hourly8 — обработка трехсуточных интервалов с уточнением аэродинамического коэффициента  $C_d$  каждые 8 часов (верх); количество наблюдений на интервалах обработки (низ).

посуточное уточнение: остаточные невязки измерений существенно меньше для такого варианта решения.

Полученные для спутника JASON-3 величины на 3-суточных интервалах не уступают по точности величинам, получаемым при обработке лазерных измерений низкоорбитальных сферических геодезических ИСЗ. Например, для ИСЗ ALISAI (высота орбиты соизмерима с высотой орбиты JASON-3) получаемые невязки находятся на уровне 2.5 см [1, 5]. Отдельно отметим количество наблюдений ИСЗ JASON-3. В большинстве случаев их количество колеблется от 1000 до 2000, что позволяет рассчитывать на хорошую обусловленность решаемой системы.

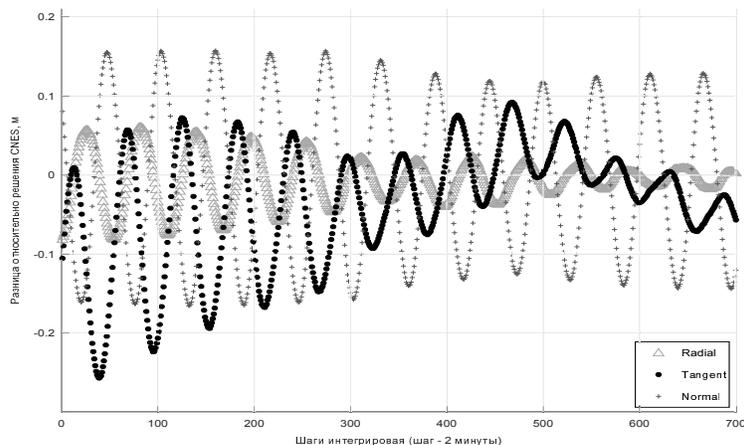


Рис. 2: Разности между уточненными орбитами и результатами центра CNES.

Отдельно остановимся на верификации полученных результатов. Воспользуемся эфемеридами, полученным в Центре космических исследований Франции (CNES). Орбиты JASON-3 определяются из комбинации результатов обработки ЛЛС, ДОРИС и GPS [6]. На рис. 2 приведены разности между орбитой CNES и полученной с применением комплекса ГеоИС на 22 января 2017 г. в локальной орбитальной системе RTN (radial-tangent-normal, т.е. оси направлены:  $R$  — вдоль геоцентрического радиус-вектора,  $T$  — вдоль вектора скорости,  $N$  — дополняет систему до правой тройки). Величины не превосходят 20 см, что на данном этапе работ является хорошим результатом. Тем не менее, необходимо отметить ярко выраженную периодичность этих разностей. Период изменений совпадает с периодом обращения ИСЗ вокруг Земли. Данный факт требует тщательного анализа. Наиболее вероятными причинами таких отклонений могут быть:

1. Неучет альбеда Земли (в видимом и инфракрасном диапазонах), который оказывает существенное влияние на низкоорбитальные спутники [7];
2. Учет действия атмосферного торможения только в одном направлении — строго противоположно орбитальному движению аппарата. На основании этого факта стоит ожидать существенного влияния атмосферы, вращающейся вместе с Землей;
3. Неточная модель расчета площади аппарата. На текущий момент

не учитывается возможность перекрытия одной частью спутника другими (т.н. self-shadowing). Как следствие, величина баллистического коэффициента оказывается переоцененной.

#### **4. О возможности совместной обработки измерений ИСЗ JASON-3 и других космических аппаратов**

При реализации спутниковой коллокации, аналогично коллокации на станциях наблюдений, в систему уравнений поправок вводят дополнительное уравнение, описывающее взаимосвязь двух средств измерений (в наземной коллокации называется local tie, т.е. «локальное плечо»), что позволяет повысить обусловленность системы нормальных уравнений. Помимо дополнительного уравнения еще одним преимуществом спутниковой коллокации в рассматриваемом примере является тот факт, что «объединяемые» измерения получены разными методами с точки зрения физики (радионаблюдения и лазерные измерения). Данный факт может положительно сказаться на компенсации недостатков одного измерительного средства достоинствами другого. Дополнительный положительный эффект можем ожидать в связи с тем, что по сути на одном спутнике измеряются разные параметры: в системе ДОРИС измеряемым параметром является топоцентрическая радиальная скорость, в то время как в ЛЛС — топоцентрическая дальность.

В настоящее время лазерными отражателями оснащены все спутники системы ДОРИС. В табл. 1 приведены статические данные о количестве лазерных наблюдений по спутникам, имеющим на борту приемник системы ДОРИС. Анализ данных табл. 1 показывает, что спутники семейства JASON имеют наибольшее количество наблюдений на 3-суточных интервалах, можно ожидать схожих результатов по точности для ИСЗ JASON-2. Обработка спутников Sentinel, SARAL, CRYOSAT2 вероятнее всего потребует увеличения интервала обработки с целью накопления большего числа наблюдений. Обработка наблюдений ИСЗ HY-2A вероятнее всего будет осложнена малым числом наблюдений — в 4.5 раза меньше, чем у JASON. Меньшая (по сравнению с JASON) высота орбит указанных спутников послужит дополнительным фактором снижения точности обработки.

#### **5. Заключение**

В статье представлен обзор и первые результаты, полученные при разработке метода спутниковой коллокации лазерных и доплеровских

Таблица 1: Информация о спутниках, участвующих в проекте ДОРИС, в т.ч. о количестве лазерных наблюдений

Спутник	Высота орбиты, км	Время функционирования на орбите, сутки	Суммарное количество наблюдений	Среднее количество наблюдений на 3-суточном интервале
JASON-2	1336	4018	1799580	1344
JASON-3	1336	1252	551611	1322
Sentinel-3A	814	1180	203329	517
Sentinel-3B	814	418	54124	388
SARAL	814	2304	405463	528
CRYOSAT2	720	3353	586091	524
HY-2A	971	2823	313341	333

измерений в программном комплексе ГеоИС. Полученные результаты позволяют сделать вывод о принципиальной возможности реализации метода для геодинамических исследований в программном комплексе. В качестве дальнейшего развития метода можно рассматривать добавление третьего измерительного средства — ГНСС измерений. Полученные результаты и их анализ будут использованы для повышения точности определения орбит спутников альтиметрических миссий из обработки ЛЛС и ДОРИС.

### Список литературы

1. K. V. Ebauer, *Geodesy and Geodynamics*, **8**, 213, 2017.
2. L. Cerri, J. P. Berthias, W. I. Bertiger, B. J. Haines, et al., *Marine Geodesy*, **33**, 379, 2010.
3. G. Petit and B. Luzum (eds.), *IERS Conventions 2010. IERS Technical Note No. 36*.
4. L. Cerri, A. Couhert, and P. Ferrage, DORIS satellites models implemented in POE processing (SALP-NT-BORD-OP-16137-CN), 2018, URL <ftp://ftp.ids-doris.org/pub/ids/satellites/DORISsatelliteModels.pdf>.
5. K. V. Ebauer, PHD Thesis, 2015.
6. A. Couhert, L. Cerri, J.-F. Legeais, M. Ablain, et al., *Advances in Space Research*, **55**, 2, 2015.
7. N. P. Zelensky, F. G. Lemoine, M. Ziebart, A. Sibthorpe, et al., *Advances in Space Research*, **46**, 1541, 2010.

## Фотографические наблюдения кометы Джакобини-Циннера в Звенигородской обсерватории

Сизова М.Д., Ефремова Е.В., Верещагин С.В.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Подготовлен архив сканов фотопластинок, полученных по наблюдениям кометы 21P/Giacobini-Zinner в период с 14.08.1985 г. по 18.10.1985 г. на астрографе «Цейсс-400/2000». Полученные фотопластинки (41) отсканированы и размещены на сайте Института астрономии РАН (ИНАСАН) в виде архива с открытым доступом. Отобраны изображения достаточные по длительности экспозиции и качеству для изучения деталей строения кометы. Сделана оценка пространственных размеров комы. Ряд отобранных изображений позволит провести более детальные исследования.

## Photographic observations of the Giacobini-Zinner comet at the Zvenigorod Observatory

Sizova M.D., Efremova E.V., Vereschagin S.V.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

This article presents an archive of photographic plates scans obtained from the observations of comet 21P/Giacobini-Zinner in the period from 08/14/1985 to 10/18/1985 on the “Zeiss-400/2000” astrograph. The obtained photographic plates (41) were scanned and published on the Institute of astronomy RAS (INASAN) web-site as an open access archive. Images of sufficient exposure time and quality to study the details of the structure of the comet are selected. The spatial dimensions of the coma are estimated. A series of selected images will provide a basis for a more detailed research of the comet.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.051

### 1. Введение

Комета Джакобини-Циннера была открыта 20 декабря 1900 г. М. Джакобини и «заново открыта» после прохождения двух периодов в 1913 г. Э. Циннером. Параметры орбиты:  $e = 0.7057$ ;  $a = 3.527$  а.е.; перигелий 1.038 а.е.; афелий 6.015 а.е.; наклон орбиты к эклиптике  $31.9^\circ$ , период  $P = 6.623$  лет. В «Журнале учета негативов Астрографа» она обозначена как comet 1984e. Перигелий в это появление она прошла 5

сентября 1985 г., звездная величина составила  $7.1^m$ . Это было ее Единнадцатое наблюдаемое появление около Земли. Еще три появления в 1907, 1920 и 1953 гг. были пропущены. В рассматриваемое появление комета ближе всего подходила к Земле 14 августа на расстояние 78.6 млн. км.

## 2. Краткие сведения о комете

В 1946 и 1959 гг. у кометы наблюдались вспышки на  $0.5-1.0^m$ . Отмечено наличие огромного числа метеоров в 1933 и 1946 гг.: до 10 тыс. метеоров в час [1], тогда как в 2011 г. наблюдался, наоборот, локальный минимум частоты метеоров. Так, в [2] и [3] показано, что в октябре 2011 г. Дракониды продемонстрировали несколько пиков активности, зенитное часовое число оказалось равным 400 метеоров в час. Это позволило сделать оценку потери массы кометой (выпавшей на земную поверхность) равной  $950 \pm 150$  кг. Диаметр ядра кометы составляет около 2 км [4]. Диаметр комы на расстоянии около 1 а.е. от Земли составляет приблизительно 60000 км, плазменный хвост может достигать длины 500000 км. КА «International Cometary Explorer» (ICE) прошел через ее плазменно-пылевой хвост 11 сентября 1985 г. [5]. Измерено множество параметров, включая размеры, химический состав и расположение в пространстве плазменного хвоста. Получены прямые измерения химического состава кометы. Ионы водной группы ( $\text{OH}^+$ ,  $\text{H}_2\text{O}^+$ ,  $\text{H}_3\text{O}^+$ ) оказались доминирующими компонентами. Найдены следы присутствия молекул  $\text{CO}^+$ ,  $\text{HCO}^+$ . Эти измерения подтверждают, что основная летучая составляющая соответствует модели «ледяного конгломерата» Уиппла [6] с ядром, состоящим из водяного льда [5].

Обнаружено, что комета имеет очень необычный состав, причем  $\text{C}_2$  и  $\text{C}_3$  истощены примерно в шесть раз по сравнению с  $\text{OH}$  или  $\text{CN}$  [7], делая комету Джакобини-Циннера прототипом класса комет с обедненной углеродной цепью [8]. Возможно, что наличие пыли обусловлено ледяным составом ядра с вкраплениями пыли. В таком случае комету могут покидать различные по размерам частицы, в том числе и крупные. Так случилось в 2012 г., когда в метеорном потоке Драконид был обнаружен массивный фрагмент, вес которого мог составлять до 13 кг [3]. Космическим аппаратом «Розетта» на основе наблюдений с расстояния приблизительно 100 км кометы 67/P Чурюмова-Герасименко обнаружены свидетельства неоднородной структуры ядра кометы, когда ледяные фрагменты включены в сублиповерхностные слои ядра [9, 10]. Реалистичная модель нагрева

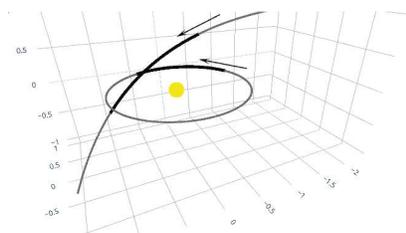


Рис. 1: Расположение в пространстве: Солнце (кружок в центре), орбиты Земли и кометы на период наблюдений с 14.08 по 18.10.1985. Стрелки указывают направление движения.

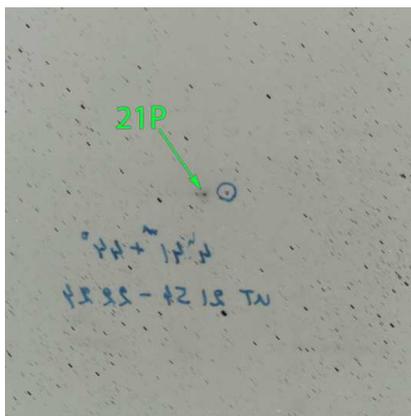


Рис. 2: Центральная часть пластинки 1228 ( $2^\circ \times 2^\circ$ ) с изображением кометы (показана стрелкой).

таких структур представлена в [11]. Поиски редких молекул, позволяющих пролить свет на образование и последующие процессы на этой интересной комете, активно ведутся [12].

Обсуждается необычное поведение поляризации рассеянного света на пылевых частицах. В частности, одна из возможных интерпретаций связана с высоким содержанием органического вещества. Результаты измерений поляризации комы в июле и сентябре 2018 г. получены на телескопе «Цейсс-1000» Института астрономии РАН, расположенном на обсерватории в г. Симеиз (Крым) [13]. В [14] приведены результаты наземных оптических и космических инфракрасных наблюдений. Показано, что активность кометы на расстоянии  $\sim 3.8$  а.е. после перигелия прекратилась.

### 3. Каталог

Комета наблюдалась на астрографе «Цейсс-400/2000» с объективом диаметром 40 см и фокусным расстоянием 203 см. Обычно фотографирование велось на пластинках с размерами  $30 \times 30$  см, охватывающих область неба размером  $8^\circ \times 8^\circ$ . Использовались фотопластинки и меньших размеров ( $15 \times 15$  см и  $9 \times 12$  см) с соответственно меньшим охватом неба. Получена 41 пластинка за период с 14.08.1985 по 18.10.1985, наблюдения проводились в течение 26 ночей. На рис. 1 при-

Таблица 1: Каталог сканов пластинок Звенигородского астрографа с изображением кометы 21P

Номер	Наб-ль	Время эксп.	Число эксп.	UT	Дата	$\alpha$ (1950)	$\delta$ (1950)
1159	Осипенко	21.5	—	23:45:00	14.08.1985	03 16 16	+55 41 08
1160	Русин	3	—	20:26:30	17.07.1985	23 29 18	+57 20 31
1161	Русин	3	—	20:36:00	17.07.1985	23 29 18	+57 20 31
1162	Русин	4	—	20:39:00	17.07.1985	23 29 18	+57 20 31
1164	Юрьевич	6	—	20:54:00	19.07.1985	23 42 24	+57 52 38
1165	Юрьевич	6	—	22:29:00	19.07.1985	23 42 24	+57 52 38
1166	Русин	3	—	20:25:00	21.07.1985	23 55 06	+58 21 41
1167	Русин	30	—	20:39:00	21.07.1985	23 55 06	+58 21 41
1169	Осипенко	1	—	22:11:00	30.07.1985	01 06 05	+60 16 04
1170	Осипенко	2.3	—	22:23:00	30.07.1985	01 06 05	+60 16 04
1171	Осипенко	10	—	22:34:00	30.07.1985	01 06 05	+60 16 04
1173	Осипенко	4	2	20:57:00	02.08.1985	01 32 17	+60 15 27
1174	Осипенко	20	—	21:14:00	02.08.1985	01 32 17	+60 15 27
1175	Осипенко	20	2	22:08:00	03.08.1985	01 40 21	+60 15 13
1182	Осипенко	1.8	—	22:35:00	04.08.1985	01 49 24	+59 44 56
1183	Русин	2	—	20:40:00	08.08.1985	02 23 42	+58 49 40
1184	Русин	2	—	20:52:00	08.08.1985	02 23 42	+58 49 40
1185	Русин	30	—	21:10:00	08.08.1985	02 23 42	+58 49 40
1190	Осипенко	3.5	2	20:45:58	09.08.1985	02 34 39	+58 13 12
1193	Осипенко	3.5	2	21:13:00	10.08.1985	02 43 42	+58 12 47
1196	Русин	1	—	21:42:00	11.08.1985	02 50 30	+57 30 28
1197	Русин	30	—	21:54:00	11.08.1985	02 50 30	+57 30 28
1201	Осипенко	3.5	2	20:07:00	12.08.1985	03 03 46	+57 11 48
1205	Русин	1	—	23:06:00	13.08.1985	03 07 51	+56 23 35
1206	Русин	30	—	23:14:00	13.08.1985	03 07 51	+56 23 35
1210	Русин	1	—	22:23:00	15.08.1985	03 26 46	+54 53 33
1211	Русин	30	—	22:33:00	15.08.1985	03 26 46	+54 53 33
1215	Русин	1	—	22:23:00	18.08.1985	03 50 45	+52 09 09
1216	Русин	1	—	21:00:00	19.08.1985	03 56 27	+51 45 48
1217	Русин	30	—	21:27:00	19.08.1985	03 56 27	+51 45 48
1227	Русин	2	—	21:40:00	26.08.1985	04 44 52	+44 05 37
1228	Русин	30	—	21:54:00	26.08.1985	04 44 52	+44 05 37
1229	Осипенко	2.6	2	23:36:00	28.08.1985	04 56 31	+42 04 48
1230	Осипенко	4.3	3	21:51:03	01.09.1985	05 17 58	+36 33 17
1234	Осипенко	8.2	4	21:44:02	11.09.1985	06 01 02	+23 00 08
1235	Осипенко	10.5	4	1:24:00	14.09.1985	06 07 58	+19 59 38
1236	Осипенко	3.5	2	1:41:00	14.09.1985	06 07 58	+19 59 38
1237	Осипенко	8.5	6	0:48:00	15.09.1985	06 10 55	+18 17 25
1238	Осипенко	35	2	0:27:00	16.09.1985	06 17 57	+19 34 54
1240	Осипенко	2	—	23:39:23	19.09.1985	06 26 47	+11 28 15
1246	Осипенко	7	—	2:46:00	18.10.1985	07 19 13	-17 29 30

ведена схема расположения Земли и кометы 21P в период наблюдений. В табл. 1 приведен каталог полученных пластинок, в колонках таблицы приведены номер пластинки, фамилия наблюдателя, длительность и число экспозиций, время UT начала экспонирования, дата наблюдений, экваториальные координаты оптического центра пластинки  $\alpha$ ,  $\delta$  (1950). Архив сканов размещен на сайте ИНАСАН [15]. Информация об архиве представлена в Базе данных архивов фотопластинок WFPDB [16]. На рис. 2 показано изображение кометы на 26.08.1985 (пластинка 1228).

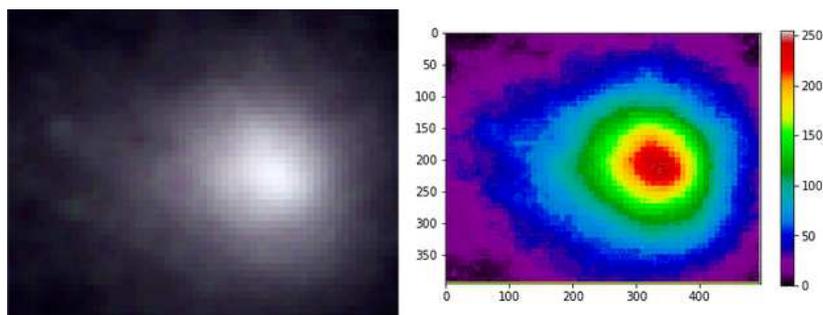


Рис. 3: Увеличенное изображение кометы (пластинка 1228): позитивное изображение (слева) и распределение градаций интенсивности пикселей (справа).

#### 4. Заключение

На рис. 3 приведено увеличенное изображение кометы 21P, взятое с оригинала — пластинки 1228 (см. рис. 2). С помощью рис. 3 мы вычислили размер комы, равный 30 пикселей (размер области с величиной градации интенсивности, равной 100, — область, где кома приблизительно имеет круговую симметричную форму). Размер пикселя, исходя из разрешения камеры (1200 dpi), равен 0.0212 мм. Следовательно, размер комы приблизительно равен 0.64 мм. При учете масштаба пластинки 103"/мм, размер комы составляет  $\sim 66''$ . На дату получения данного изображения (26.08.1985) расстояние от кометы до Земли составляло 0.48 а.е., до Солнца — 1.038 а.е. Из простой геометрии пространственный размер комы равен 23 тыс. км.

В данной работе особую ценность представляют результаты многодневного ряда наблюдений, позволяющие проследить изменения деталей и размеров кометы. Эти пластинки будут исследованы более тщательно в отдельной работе. Отметим, что ближайшее приближение 21P ожидается 31 марта 2025 г. В это время комета подойдет к Земле на расстояние приблизительно 2 а.е. и будет иметь  $T - mag = 15.97^m$  (для Звенигородской обсерватории по данным NASA JPL Horizons).

Все оценки параметров орбит выполнены по данным генератора эфемерид NASA HORIZONS (<https://ssd.jpl.nasa.gov>). Авторы благодарят В.В. Емельяненко за прочтение рукописи и полезные замечания, Н.В. Чупину и А.П. Карташову за помощь в размещении данных

на сервере ИНАСАН. Раздел 4 выполнен М.Д. Сизовой при поддержке Российского научного фонда (РНФ, номер гранта 17-12-01441).

### Список литературы

1. P. Jenniskens, *Meteor Showers and their Parent Comets* (2006).
2. J. Vaubaillon, P. Kotev, M. Gerding, C. Johannink, M. Langbroek, R. Latteck, P. Brown, and P. Jenniskens, *Central Bureau Electronic Telegrams*, **2862**, 2011.
3. J. M. Madiedo, J. M. Trigo-Rodríguez, N. Konovalova, and A. J. Castro-Tirado, **43**, 1298, 2012.
4. R. C. Blaauw, R. M. Suggs, and W. J. Cooke, *Meteoritics and Planetary Science*, **49**, 45, 2014.
5. T. T. von Roseninge, J. C. Brandt, and R. W. Farquhar, *Science*, **232**, 353, 1986.
6. F. L. Whipple, *AJ*, **55**, 83, 1950.
7. D. G. Schleicher, R. L. Millis, and P. V. Birch, *A&A*, **187**, 531, 1987.
8. M. F. A'Hearn, R. C. Millis, D. O. Schleicher, D. J. Osip, and P. V. Birch, *Icarus*, **118**, 223, 1995.
9. S. Gulkis, M. Allen, P. von Allmen, G. Beaudin, et al., *Science*, **347**, aaa0709, 2015.
10. H. Sierks, C. Barbieri, P. L. Lamy, R. Rodrigo, et al., *Science*, **347**, aaa1044, 2015.
11. M. M.Ya., R. A.V., and D. V.A., *Academy of Sciences Reports*, **1**, 41, 2017.
12. N. N. Kiselev, K. Jockers, and V. K. Rosenbush, *Earth Moon and Planets*, **82**, 141, 2000.
13. I. A. Maslov, I. V. Nikolenko, and O. S. Ugolnikov, *Astronomical Circular*, **1645**, 2019.
14. J. Pittichová, M. S. Kelley, C. E. Woodward, and K. J. Meech, **420**, 103, 2009.
15. INASAN, Web archive, [http://www.inasan.ru/rus/scan/comet\\_Giacobini\\_Zinner/](http://www.inasan.ru/rus/scan/comet_Giacobini_Zinner/).
16. WFPDB, Web archive, [draco.skyarchive.org/search/search.cgi](http://draco.skyarchive.org/search/search.cgi).

---

## Об уточнении орбит астероидов — потенциальных источников полезных ископаемых на будущее

Нароенков С.А., Сизова М.Д., Шустов Б.М.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

В данной работе проведен анализ ошибок определения местоположения астероида в зависимости от ошибок определения орбиты. Задача решалась с целью вычисления точности орбиты, необходимой для обеспечения полета к астероиду и позволяющей спрогнозировать движение астероида таким образом, чтобы минимизировать трудности расчета траектории космического аппарата.

## On the clarification of asteroids orbits — potential sources of minerals for the future

Naroenkov S.A., Sizova M.D., Shustov B.M.

*Institute of Astronomy RAS, Moscow, Russia*

In this paper, an analysis of asteroid position determination errors depends on orbit determination errors, was carried out. The problem was solved in order to estimate an accuracy required to ensure the flight to the asteroid and predict asteroid motion in such a way as to not complicate the calculation of the spacecraft trajectory.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.052

### 1. Введение

Природные ресурсы — важнейший фактор прогресса человечества. Прежде всего, это энергетические и минеральные ресурсы. Но если с точки зрения энергетики у нас есть такой неиссякаемый источник, как солнечная энергия, то минеральные ресурсы невозобновляемы по некоторым важным позициям, что в совокупности с ростом спроса может привести к их дефициту. Конечно, динамика спроса непредсказуема и зависит от множества факторов, но в целом проблема истощения земных ресурсов становится все более острой. Например, спрос на редкоземельные металлы имеет устойчивую тенденцию к росту, объемы рынка за последние 50 лет увеличились с 5 до 125 тыс. тонн в год (<http://csrc.su/articles/29/>). Это объясняется применением редко-

земельных металлов в быстроразвивающихся областях промышленности, связанных с производством гибридных автомобилей, оборонной техники, компьютерной и телевизионной техники, лазеров, сверхпроводников и прочей наукоемкой продукции. Возможное истощение важных ресурсов на Земле и перспективы колонизации ближнего космоса заставляют обратить внимание на аспекты добычи полезных ископаемых на других телах Солнечной системы, прежде всего на Луне и астероидах. По этому направлению ведутся активные научные исследования и предпринимаются конкретные шаги (см., например, [1, 2]). Особенно много внимания уделяется (и это естественно) лунным ресурсам, разработка же астероидов имеет свои преимущества и недостатки. К преимуществам можно отнести тот факт, что в некоторых астероидах интересующие нас редкие металлы, никель, платина и т.д., находятся в очень высокой степени концентрации (например, в т.н. металлических астероидах), некоторые астероиды (например, С-класса) имеют в своем составе большой процент воды, которая не только и не столько ресурс жизнеобеспечения, но и источник водорода и кислорода, т.е. топлива, необходимого для освоения Солнечной системы [3]. Еще одно потенциальное преимущество — относительно слабая гравитация, позволяющая транспортировать с астероида значительную массу минералов с малыми затратами характеристической скорости ( $\Delta V$ ). К недостаткам можно отнести сложность выявления потенциально интересных с экономической точки зрения астероидов, ограничения по достижимости интересующих нас тел, отсутствие технологий разработки минеральных ресурсов астероидов и т.д. Тем не менее, тема астероидных минеральных ресурсов становится все более актуальной.

Для выбора наиболее интересных с экономической точки зрения астероидов нужно решить две главные задачи научного плана.:

1. Определить (уточнить) состав астероида;
2. Определить возможности достижимости астероида с существующими (перспективными) средствами. В данной работе мы обсудим некоторые вопросы, возникающие при решении второй задачи.

## **2. Достижимость потенциально перспективных в ресурсном плане астероидов**

Наиболее достижимы (требуется наименьшее значение  $\Delta V$ ) астероиды, орбиты которых близки к земной, т.е.  $a \sim 1$  а.е.,  $e \sim 0$ ,  $i \sim 0$  град., к тому же важно, чтобы у астероида была не слишком большая скорость вращения. Разумеется, при подборе наиболее подходящих кан-

дидатов нужно учитывать не только эти характеристики, но и их потенциальную ценность. Вопрос достижимости существующими средствами наиболее перспективных в ресурсном отношении астероидов уже в значительной степени перешел из исследовательского статуса в практический. Например, на сайте JPL ([cneos.jpl.nasa.gov/nhats/](http://cneos.jpl.nasa.gov/nhats/)) любой пользователь может увидеть список достижимых астероидов. Но это, конечно, лишь оценочные данные. При планировании любой конкретной миссии необходимо руководствоваться не оценками, а точным знанием орбит. Далее рассмотрим вопросы точности определения орбит астероидов для осуществления космической миссии.

### **3. О точности определения положения астероида в зависимости от ошибок наблюдений**

Точность определения орбиты зависит от нескольких факторов, главные из которых: период наблюдений астероида, количество наблюдений, ошибки наблюдений (точность определения положения астероида на кадре, ошибка определения времени) [4]. При наличии большого массива измерений можно определить орбиту астероида с некоторой точностью, которая определяется величиной среднеквадратичного отклонения (СКО) измеренных положений астероида от модельной (номинальной) орбиты, представляющей эти измерения.

Ошибки определения орбиты влияют на точность определения местоположения астероида в космическом пространстве. После того как (номинальная) орбита астероида определена из наблюдений, появляется возможность предвычислить его положение в предстоящий период времени. Прогнозирование движения выполняется методом численного интегрирования уравнений движения, в которых учитываются возмущения, обусловленные притяжением больших планет, наиболее массивных астероидов, а также негравитационными эффектами. Необходимо иметь в виду, что номинальная орбита является лишь одной из множества других возможных орбит, элементы которых более или менее близки. Фактически, орбита тела, которая нам не известна, находится где-то внутри трубкообразной области вокруг номинальной орбиты, ее сечение ограничено доверительным эллипсом, размер которого зависит от ошибки определения номинальной орбиты. По мере увеличения числа использованных наблюдений и расширения покрываемого ими временного интервала, ошибки определения элементов уменьшаются, и сокращаются полуоси доверительного эллипса, его центр, определяющий точки номинальной орбиты, при этом также несколько смещается в пространстве. Каждая точка внутри довери-

тельного эллипса соответствует некоторой возможной орбите и движению некоторого виртуального (возможного) астероида.

С течением времени изменяются форма и размеры области пространства, в которой в данный момент заключены виртуальные астероиды. Причиной этого являются небольшие отличия в элементах орбит виртуальных астероидов. В результате граница области, занятая виртуальными астероидами, постепенно превращается сначала в очень вытянутый эллипсоид, а затем в фигуру, которую можно представлять себе в виде бананообразной области, окружающей номинальную орбиту. С течением времени длина этой области неопределенности может достичь тысяч и миллионов километров, поэтому есть практический смысл рассматривать движение объекта только на небольшом отрезке времени относительно последних наблюдений. Точность определения положения астероида в пространстве зависит от многих факторов, одним из главных является точность исходных наблюдений. В данной работе мы попытались выяснить, как зависит разброс положений астероида на орбите (размеры бананообразной области) от точности исходных астрометрических данных (точности наблюдений). Рассмотрение проведено на примере данных астрометрических наблюдений астероида 2010 AG79.

#### 4. Ошибки определения местоположения объекта на примере астероида 2010 AG79

Околосолнечный астероид 2010 AG79 был открыт в 2010 г. Для определения его орбиты были использованы 99 наблюдений в 2-х появлениях. В 2010 г. было проведено 9 наблюдений за 3 месяца, в 2014 г. — 89 наблюдений за 2 месяца. Таким образом, принимаемая в расчетах длина дуги наблюдений составила почти 4 г. при периоде обращения астероида вокруг Солнца в 4.95 г. Все наблюдения были получены наземными телескопами [5].

Для численного эксперимента были использованы две номинальные орбиты с различными значениями среднеквадратической ошибки (СКО) —  $0.3''$  и  $0.78''$ , т.е. построен доверительный эллипс с  $\sigma = 0.3''$  или  $0.78''$ , и в этом эллипсоиде распределены 350 положений виртуальных астероидов для каждого «реального» момента наблюдений. После этого, для каждого набора виртуальных наблюдений астероида была заново определена орбита и соответствующие ошибки СКО. Результаты моделирования, элементы орбиты астероида и их ошибки представлены в табл. 1.

Таблица 1: Параметры номинальной орбиты астероида для разных значений СКО на дату  $T_0 = 2457600.5$  JD

	СКО = 0.3''	СКО = 0.78''
$a$ , а.е.	$2.903600908896 \pm 0.000000033337$	$2.903600987785 \pm 0.000000087992$
$e$	$0.579139467728 \pm 0.000000098091$	$0.579139760900 \pm 0.000000258902$
$i$ , град.	$32.979739372888 \pm 0.000021600115$	$32.979692112609 \pm 0.000057010983$
node, град.	$50.170203218900 \pm 0.000006494320$	$50.170207257642 \pm 0.000017141375$
peri., град.	$13.826232130297 \pm 0.000062049378$	$13.826309228445 \pm 0.000163769754$
$M$ , град.	$120.709926887054 \pm 0.000012238653$	$120.709842344757 \pm 0.000032301768$

Для создания набора виртуальных частиц, лежащих внутри эллипса рассеивания, был использован метод построения ковариационной матрицы Холецкого. Для набора полученных виртуальных частиц была исследована (спрогнозирована) эволюция орбиты астероида на 1 оборот орбиты вокруг Солнца и вычислены возможные ошибки местоположения астероида. Для интегрирования положения астероида использовался интегратор Эверхарта 15 порядка с переменным шагом. Точность интегрирования —  $10^{-9}$ .

На основе принятых значений СКО были получены наборы орбит 350 виртуальных объектов. Сечение полученной бананообразной области, ограниченное доверительным эллипсом с характерным размером  $R$  (радиус круга той же площади, что и эллипс). На рис. 1 представлена эволюция радиуса  $R$  рассеивания, максимальное значение которого достигает  $\sim 745$  км, минимальное —  $\sim 110$  км в момент прохождения перигелия. При движении от перигелия размеры эллипса рассеивания увеличиваются, максимум приходится на афелий.

Для оценки точности определения орбит при большей ошибке наблюдений (СКО = 0.78'') было получено максимальное значение «радиуса» эллипса рассеивания  $\sim 1950$  км, минимальное —  $\sim 290$  км. при использовании того же принципа оценки рассеивания эллипса. Сравнение данных, представленных на рис. 1 а) и б) показывает, что точности определения положения астероида на орбите зависят от точности определения орбиты практически линейно. Это правило выполняется, если астероид не имеет тесных сближений с Землей или другими планетами, которые могут значительно изменить его орбиту. Величина  $R$  характеризует лишь «толщину» бананообразной доверительной области. При планировании миссии для уточнения положения астероида в пространстве необходимо учитывать разброс положений астероидов не только в сечении (эллипс), но и по ходу моделируемого движения.

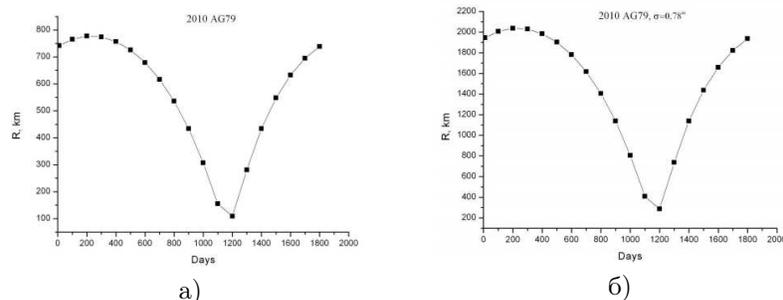


Рис. 1: Изменение радиуса  $R$  рассеивания для астероида 2010 AG79 за один оборот вокруг Солнца при точности определения орбиты а)  $0.3''$ , б)  $0.78''$

## 5. Заключение

Основной объем данных об орбитах околоземных астероидов на данный момент получают из оптических наблюдений астероидов, при которых определение орбиты возможно на значительном удалении от Земли. Радарные наблюдения дают намного более точные орбиты, но их применение весьма ограничено. Результаты моделирования процесса определения орбиты и вычисления местоположения тела с помощью набора виртуальных объектов показали, что при характерных ошибках наблюдений СКО  $0.3''$  для наблюдений с помощью космических средств максимальное значение радиуса рассеивания достигает  $\sim 745$  км, минимальное —  $\sim 110$  км, тогда как для СКО  $0.78''$  для наземных наблюдений —  $\sim 1950$  км и  $\sim 290$  км, соответственно. Кроме того, следует учесть, что на точность перелета также будут влиять и другие факторы, такие как, например, ошибка определения орбиты самого КА.

## Список литературы

1. N. Bryukhanov, *The Moon - A step to the technologies for Solar System development* (2011).
2. V. Shevchenko, *Space science and technology*, **16**, 5, 2018.
3. V. Badescu, *Asteroids: Prospective Energy and Material Resources* (2013).
4. S. A. Naroenkov, B. M. Shustov, and V. V. Emel'yanenko, *Cosmic Research*, **51**, 335, 2013.
5. MPC, 2010ag79 orbit, [https://minorplanetcenter.net/db\\_search/show\\_object?utf8=](https://minorplanetcenter.net/db_search/show_object?utf8=)

## О пучковых методах отклонения опасных небесных тел

Сизова М.Д., Шустов Б.М.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Проведено сравнение двух механизмов изменения орбит опасных небесных тел естественного или искусственного происхождения — кинетический, т.е. непосредственная передача момента (количества движения) ударника мишени, и энергетический, при котором отклоняющий импульс создается за счет доставки в тело мишени энергии и последующего выброса из мишени вещества. При применении лазера имеет место чисто энергетический подход. При применении высокоскоростного ударника работают, как правило, оба подхода со сравнимыми вкладами. Пучковый метод может применяться как в чисто кинетическом варианте, так и в смешанном. В последнем случае вклад энергетического механизма может быть доминирующим. Впервые отмечено, что применение эффекта Брегга делает пучковый метод особенно эффективным, намного более эффективным, чем лазерный.

## On beam methods of deflection of hazardous celestial bodies

Sizova M.D., Shustov B.M.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

A comparison of the two mechanisms of change orbits of natural and artificial dangerous celestial bodies — kinetic mechanism, i.e. the direct delivering of the momentum of the projectile to target, and energetic one, at which the deflecting momentum is created at the expense of delivery of energy into the target energy and the subsequent ejection of matter from the target, is presented. Laser method of deflection is an example of the energy approach. If high-speed projectile is used, then as a rule, both approaches work with comparable contributions. The beam method can be used both in purely kinetic and mixed versions. In the latter case, the contribution of the energy mechanism may be dominant. For the first time it is noted that the application of the Bragg effect makes the beam method particularly effective, much more effective than the laser one.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.053

### 1. О кинетическом и энергетическом подходах

В последние годы, когда все возрастающее внимание в мире уделяется экологии космоса, особый интерес для ученых представляют методы

изменения орбит опасных небесных тел (ОНТ). К ОНТ относятся, с одной стороны, сближающиеся с Землей астероиды и кометы размером более 10 м, и, с другой стороны, объекты космического мусора размером более 1 см. Обсуждение методов отклонения астероидов можно найти, например, в [1, 2], и методов очистки околоземного космического пространства в [3].

Все эти методы имеют некоторое общее физическое описание. Подход к уводу тела со столкновительной орбиты условно можно разделить на два типа: кинетический (т.е. использующий передачу импульса телу) и энергетический (т.е. передающий телу энергию). Как мы покажем ниже, последний метод позволяет получить большее приращение скорости  $\Delta V$ . Напомним, что в простейшей постановке метод чисто кинетического воздействия сводится к решению задачи о (частично) неупругом столкновении ударника и мишени (т.е. ОНТ). При малых скоростях соударения и центральном ударе анализ результатов столкновения весьма прост. Если обозначить массу и скорость ударника (в системе отсчета, привязанной к ОНТ) как  $m$  и  $V$ , массу ОНТ как  $M$ , а изменение скорости ОНТ после удара как  $\Delta V$ , то в случае абсолютно неупругого удара импульс (количество движения), передаваемый ОНТ, будет равен  $vm$ , а  $\Delta V = v(\frac{m}{M+m})$ . В случае абсолютно упругого удара  $\Delta V = 2v(\frac{m}{M})$ .

Картина существенно усложняется при высокоскоростном ударе, когда из мишени выбрасывается вещество, масса которого превышает  $m$ . При этом астероиду может передаваться импульс, существенно превышающий  $vm$ . Для оценки этого превышения используют т.н. коэффициент усиления (multiplication factor)  $\beta$  [4]. Импульс, переданный ОНТ, составляет  $\beta vm$ . Понятно, что чем больше  $\beta$ , тем эффективнее будет воздействие. В последнее время в связи с интенсивными разработками методов изменения орбит ОНТ, в частности с реализацией космического проекта AIDA [5], исследования возможностей увеличения значения  $\beta$  приобрели особое значение. Увеличение  $\beta$  при высокоскоростном ударе обусловлено тем, что мишени передается не только импульс ударника, но и доля  $\alpha$  кинетической энергии ударника  $E_k$  идет на выброс вещества мишени. Если обозначить массу выброса  $m_{\text{выброс}}$ , а его скорость  $v_{\text{выброс}}$ , то  $v_{\text{выброс}} = v\sqrt{(\frac{\alpha m}{m_{\text{выброс}}})}$ . Предполагается, что масса выбрасываемого вещества много меньше массы самой мишени. Если предположить, что  $v_{\text{выброс}}$  направлена «навстречу» ударнику, то  $\beta = \sqrt{(\frac{\alpha m_{\text{выброс}}}{m})} + 1$  или  $\beta = \frac{\sqrt{\alpha}v}{v_{\text{выброс}}} + 1$ . Очевидно, что максимальное значение  $\beta$  достигается при наибольших значениях

$m_{\text{выброс}}$  и наименьших (но обеспечивающих уход из системы) значениях  $v_{\text{выброс}}$ . Ряд лабораторных экспериментов и расчетов показывают, что при скоростях ударника  $\sim 10$  км/с, типичные скорости выброса составляют не более нескольких десятков метров в секунду, а значение отношения  $\frac{m_{\text{выброс}}}{m}$  достигает  $\sim 10^3$ . Это приводит к значениям  $\beta$  в несколько десятков. Однако, в реальных условиях и такие значения  $\beta$  не достигаются, т.к. скорости выбрасываемых фрагментов различны и направлены не строго по линии удара, а в полусферу, и  $\alpha$  всегда существенно меньше 1. Поэтому во всех (иногда очень сложных) расчетах и экспериментах с ударниками не удается добиться значений  $\beta$ , близких хотя бы к 10 [6].

Можно показать, что наибольший эффект достигался бы, если бы вся (или почти вся) доставляемая в мишень энергия была преобразована в энергию выброса, а скорость выброса была бы минимально возможной, при этом непосредственная передача импульса уже не играет большой роли. Именно такой (практически чисто энергетический) подход реализуется, например, при применении средств, основанных на лазерных технологиях.

В большинстве реалистичных сценариев импульс излучения лазерного луча невелик. Например, лазер космического базирования мощностью  $W = 10$  кВт оказывает на полностью поглощающую поверхность силу давления  $W/c = 3.3 \times 10^{-5}$  Н, а если половина поглощенной энергии пойдет на испарение и половина на разлет (выброс) испаренного вещества, то сила давления будет  $0.5W/v_{\text{выброс}}$ , и при характерных скоростях продуктов испарения 3 км/с сила давления будет  $\sim 1.7$  Н.

Оценим эффективность изменения импульса ОНТ в условиях применения чисто энергетического подхода по сравнению с чисто кинетическим. В энергетическом подходе в мишень доставляется энергия  $E$ , при этом импульсом излучения или пучка частиц можно пренебречь. Пусть  $\alpha$  — доля энергии  $E$ , идущая на выброс вещества мишени. Отметим, что всегда  $\alpha < 1$ , т.к. для выброса необходимо затратить часть энергии на разрушение (испарение) части вещества ОНТ. При этом характерные скорости разлета испаряемого вещества  $v_{\text{выброс}}$  составляют от сотен метров до единиц километров в секунду. Импульс, передаваемый ОНТ, будет  $\frac{2\alpha E}{v_{\text{выброс}}}$ . В случае чисто кинетического подхода импульс, передаваемый ОНТ ударником, несущим энергию  $E$ , будет  $\frac{2E}{v_{\text{ударник}}}$ . Отношение импульсов, передаваемых мишени в кинетическом и энергетическом подходах, будет, соответственно,  $\frac{\alpha v_{\text{ударник}}}{v_{\text{выброс}}}$ . В проектах космических аппаратов с кинетическим воздействием на ОНТ

и частичным выбросом вещества мишени (например, проект AIDA)  $v_{\text{выброс}} \ll v_{\text{ударник}}$ , так что кинетический подход при равных энергозатратах более выгоден, если  $\alpha$  не очень мало. Точный расчет  $\alpha$  достаточно сложен, т.к. структура и другие свойства ОНТ, как правило, не очень хорошо известны. В случае применения лазерного метода воздействия на ОНТ,  $v_{\text{выброс}}$  довольно велика и эффективность этого метода по сравнению с ударным способом (при той же затраченной энергии) невелика.

Понятно также, как можно повысить эффективность энергетического подхода:

- Увеличить  $E$  — например, увеличить время облучения ОНТ лазерным пучком, используя неиссякаемый источник (солнечную энергию) и т.д.
- Использовать методы заглубленного выделения энергии — например, применить взрывное устройство под поверхностью ОНТ или найти другой способ выделения энергии в глубине ОНТ с тем, чтобы увеличить массу и уменьшить скорость выброса.

Второй вариант в случае лазерного воздействия практически не работает, т.к. глубина проникновения лазерного излучения в непрозрачное вещество ОНТ (силикаты, железо-никелевый состав и т.д.) весьма невелика и измеряется микронами. Но зато может оказаться весьма перспективным применение пучков частиц.

## 2. Об эффективности отклонения ОНТ с помощью ионных пучков

Обычно в литературе описание пучкового метода рассматривается в чисто кинетическом варианте, т.е. пучок частиц передает ОНТ свой импульс, и таким образом меняет орбиту этого тела [7, 8, 9].

Общая схема передачи импульса пучка, излучаемого космическим аппаратом (КА) на объект увода с орбиты показана на рис. 1: ионный двигатель КА должен быть направлен на объект увода; для стабилизации положения КА необходимо компенсировать импульс, передаваемый пучком самому КА, так что приходится включать двигатель, дающий тягу в противоположном направлении. Максимальный запас импульса, который КА может передать ОНТ, оценивается как  $0.5M_{\text{рт}}V_{\text{пучка}}$ , где  $M_{\text{рт}}$  — масса рабочего тела,  $V_{\text{пучка}}$  — скорость частиц пучка.

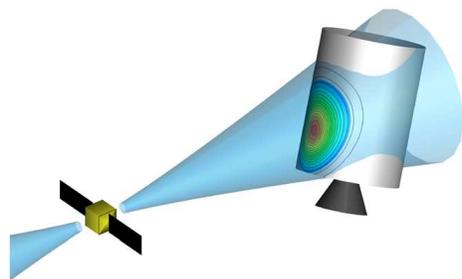


Рис. 1: Общая схема передачи импульса пучка, излучаемого космическим аппаратом (слева) на объект увода с орбиты (справа).

Как отмечалось выше, эффективность чисто кинетического подхода ограничена запасом импульса ударника. Интересный вариант увеличения эффективности был предложен физиками из ИЯФ СО РАН. Предлагается использовать зависимость потери энергии частицы от глубины проникновения в вещество. Выделение энергии пучка частиц происходит на некоторой глубине, зависящей от материала мишени и типа ионов. При попадании в вещество тяжелые заряженные частицы взаимодействуют главным образом с электронами атомных оболочек, вызывая ионизацию атомов. При таком столкновении тяжелая частица теряет энергию, а тормозная способность вещества может быть охарактеризована величиной удельной потери энергии в слое вещества, которые возрастают с уменьшением энергии и особенно резко перед остановкой частицы в веществе. Этот эффект получил название пика Брэгга (см. рис. 2, предоставленный А.А. Брызгаловым).

Выделение энергии в глубине тела может привести к разрушению и выбросу вышележащих слоев. Это означает, что мишень получит импульс, равный примерно  $M_{\text{выброс}} v_{\text{выброс}}$  в направлении, перпендикулярном облучаемой поверхности. Обращаясь к анализу, проведенному в предыдущем разделе, можно ожидать, что такой (энергетический) подход окажется существенно более эффективным по сравнению с чисто кинетическим подходом. В рамках данной работы невозможно провести более полный анализ этого оригинального пучкового метода, использующего эффект пика Брэгга.



Рис. 2: Иллюстрация, поясняющая суть эффекта пика Брэгга (слева) и общая схема взаимодействия пучка с веществом мишени (справа).

Здесь, естественно, нужно обсудить и проанализировать множество фундаментальных физических аспектов (например, как создать очень узкий ионный пучок, чтобы обеспечить высокую концентрацию энергии на мишени, необходимую для разрушения ее внешних слоев) и технологических проблем (например, загрязнение КА продуктами выброса мишени, проблема откалывания от мишени опасных фрагментов).

### 3. Заключение

Сравнение энергетического и кинетического подходов при решении задачи изменения орбит (увода) опасных небесных тел, в частности с помощью пучков частиц, приводит к выводу, что пучковый метод, в варианте, позволяющем применение эффекта Брэгга, является весьма перспективным.

### Список литературы

1. M. Belton, T. Morgan, N. Samarasingha, and Y. Yeomans, *Mitigation of Hazardous Comets and Asteroids*, Cambridge University Press, Cambridge, UK (2004).
2. M. Bruck Syal, J. Michael Owen, and P. L. Miller, *Icarus*, **269**, 50, 2016.
3. S. S. Veniaminov, I. I. Oleynikov, and E. K. Melnikov, *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, **32**, 227, 2016.
4. K. A. Holsapple and K. R. Housen, *Icarus*, **221**, 875, 2012.
5. A. F. Cheng, A. S. Rivkin, P. Michel, J. Atchison, et al., *P&SS*, **157**, 104, 2018.
6. M. Bruck Syal, J. Michael Owen, and P. L. Miller, *Icarus*, **269**, 50, 2016.

7. C. Bombardelli, J. Herrera-Montojo, and J. L. Gonzalo, in *6th European Conference on Space Debris, ESA Special Publication*, volume 723, 90 (2013).
8. C. Bombardelli, H. Urrutxua, M. Merino, J. Peláez, and E. Ahedo, *Acta Astronautica*, **90**, 98, 2013.
9. A. B. Nadiradze, V. Obukhov, A. Pokryshkin, G. Popov, and V. Svotina, *Energetika*, 146–157, 2016.

## О спектрах масс астероидов, метеороидов и космического мусора

Щустов Б.М.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

По результатам краткого обзора теоретических и наблюдательных работ проанализированы формы (наклоны) спектров масс населений малых тел Солнечной системы, включая космический мусор. В целом, формы спектров в дифференциальном виде близки к  $dN \propto M^{-2}dM$ . Отклонения от этого вида отражают влияние факторов, доминирующих при образовании и дальнейшей эволюции населений малых тел.

## On the mass spectrum of asteroids, meteoroids and space debris

Shustov B.M.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

The forms (slopes) of the mass spectra of the populations of minor bodies of the Solar system, including space debris, are analyzed based on the results of a brief review of theoretical and observational works in the field. In general, the forms of the spectra in differential form are close to  $dN \propto M^{-2}dM$ . Deviations from this reflect the influence of factors that dominate in the formation and further evolution of the population of small bodies.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.054

### 1. Введение

Спектр масс естественных небесных тел отражает особенности происхождения и эволюции ансамбля таких тел. В [1] обсуждаются особенности спектров масс крупных космических объектов — звезд, звездных скоплений, галактик и скоплений галактик. Показано, что в широком диапазоне масс ( $10^0 M_{\odot} - 10^{15} M_{\odot}$ ) спектры масс астрономических объектов близки (по наклону) к базовому спектру  $dN \propto M^{-2}dM$ , где  $M$  — масса объекта и  $N$  — количество объектов данной массы. Показатель наклона  $-2$ , отражает статистические свойства белого шума и является следствием того, что множество конкурирующих процессов образования и разрушения объектов можно описать в целом на языке случайных процессов. На некоторых этапах могут доминировать те или иные факторы, и в то время можно говорить об определенной

(выделенной) «физике процесса», вызывающей отклонения от случайности. Например, при образовании звезд из молекулярных облаков имеет место случайный процесс фрагментации облаков на фрагменты звездных масс (ядра). При этом получается спектр масс, близкий к базовому. Увеличение наклона начальной функции масс (НФМ) для звезд массивнее  $1_{\odot}$  по сравнению с наклоном базового спектра определяется физикой процесса самоограничения роста массы звезд, т.е. такими факторами, как звездный ветер, распространение зоны ИП, давление излучения. Эти доминирующие физические процессы слабо зависят от внешних условий, а определяются только массой образующейся звезды, поэтому НФМ в этом диапазоне звездных масс имеет столь универсальный характер как в нашей, так и в других галактиках.

Формирование спектра масс звезд и звездных скоплений и протекает относительно быстро, в динамической шкале родительских объектов. Галактики и скопления галактик образовались в результате противоположного и гораздо более длительного процесса — последовательного слияния объектов меньшего масштаба. Согласно теоретическим моделям в процессе слияния значение наклона спектра масс участвующих в этом процессе астрономических объектов постепенно приближается к  $-1.5$ . Действительно, значение наклона наблюдаемого спектра масс крупнейших объектов Вселенной близко к  $-1.5$  (см. обзор в [1]).

Понятно, что эти «философские» заключения основаны на статистических свойствах объектов, популяции которых очень многочисленны. В данной работе кратко, в формате микрообзора, рассмотрены особенности спектров масс также многочисленных популяций астрономических объектов меньшего масштаба — астероидов, метеороидов и космического мусора и показано, что обсуждавшееся выше универсальное распределение применимо и здесь.

## 2. О спектре масс астероидов

Сценарий образования астероидов остается темой многих исследований и пока далек от полноты и согласованной интерпретации многих его аспектов. Он, естественно, является частью общей теории картины образования и ранних стадий эволюции Солнечной системы. Согласно общепринятым представлениям образование планетной системы в протопланетном диске протекает следующим образом. Сначала частицы пыли оседают к плоскости диска и образуют сгустки в результате действия различных механизмов: гравитационной неустойчивости,

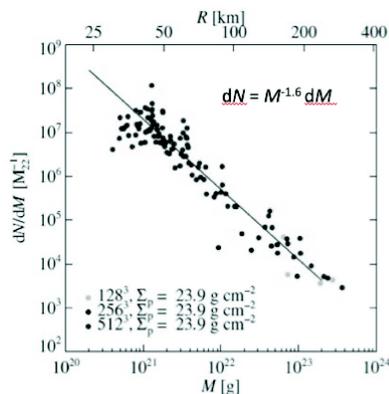


Рис. 1: Распределение масс и размеров планетезималей, образованных вследствие действия механизма потоковой неустойчивости в модели [2].

потоковой неустойчивости, турбулентной конденсации или прямого слипания. В результате образуются тела, состоящие из льдов и каменных включений, причем для внутренних, более близких к звезде областей, каменная составляющая является основной. Эти тела, т.н. планетезимали, имеют широкий разброс начальных размеров от сотен метров до несколько сотен километров.

На рис. 1 показано полученное в [2] дифференциальное распределение масс и размеров планетезималей, образованных механизмом потоковой неустойчивости. Распределение дано в в кольце 1 а.е. шириной и радиусом 2.5 а.е. от центральной звезды. Показана аппроксимационная прямая с наклоном (показателем распределения по массе) близким к  $-1.6$ , что вполне согласуется с гипотезой роста тел путем слипания (аккумуляции). Кстати, такое дифференциальное распределение масс означает, что в общем бюджете масс преобладает вклад нескольких самых крупных тел, но по количеству преобладают меньшие тела.

После окончания процесса конденсации рост продолжается через попарные столкновения между планетезималиями. Для тел размером более 1 км становится эффективной гравитационная фокусировка, темп столкновений возрастает и размеры планетезималей быстро растут. Массивные тела растут гораздо быстрее, чем тела меньше-

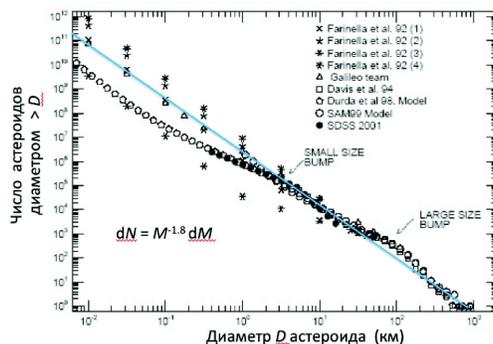


Рис. 2: Распределение астероидов по размерам. Адаптировано из [8].

го размера и, в конце концов, население планетизималей делится на небольшую группу самых крупных тел и оставшееся многочисленное население меньших тел. В дальнейшем, эти самые крупные тела определяют динамику населения тел меньшего размера, в частности частоту их столкновений. В ранней внутренней Солнечной системе процесс столкновений каменных тел определял Юпитер. Ранее рождение Юпитера остановило процесс формирования других крупных тел (планет) в промежутке между ним и Марсом, поэтому небольшие объекты, попадавшие в эту область, сталкивались, что привело к их фрагментации с последующим возникновением астероидов.

Итак, население астероидов сформировалось в процессе столкновительной эволюции. При построении модели процесса эволюции ансамбля астероидов необходимо моделирование столкновений сочетать с учетом динамических эффектов. Теоретические исследования эволюции столкновений астероидов (см., например, [3, 4, 5, 6] направлены на понимание того, как столкновения сформировали наблюдаемые особенности населения астероидов. Как показано в модели [7], эволюцию сталкивающихся объектов в Главном поясе астероидов можно описать интегродифференциальным уравнением, имеющим стационарное решение  $dN \propto M^{-\alpha} dM$ , где т.н. популяционный индекс  $\alpha = 1.837$ .

На рис. 2 показано распределение астероидов по размерам согласно [8]. Показанное на рисунке усредненное распределение (прямая линия) соответствует дифференциальному распределению масс астероидов  $dN \propto M^{-1.8} dM$ .

Наблюдаемые спектры масс астероидов заметно отличаются для различных астероидных семейств и диапазонов астероидных масс [9, 10, 11]. Но все таки наблюдается общий характер — усредненные показатели наклонов спектров масс близки к  $-1.8$ , что, по-видимому, свидетельствует о доминирующей роли столкновений в эволюции населения астероидов.

### 3. Спектры масс космического мусора и метеороидов в ОКП

Под космическим мусором (КМ) обычно подразумевают все неиспользуемые искусственные объекты, в основном в околоземном космическом пространстве (ОКП). К ним относятся вышедшие из строя спутники, отработавшие ступени ракет, а также фрагменты, образующиеся при их распаде и столкновениях. Все эти объекты являются опасным фактором воздействия на функционирующие космические аппараты (КА), и главная опасность космического мусора — это угроза столкновений с рабочими КА, которые могут вывести аппараты из строя. Приведенное выше определение КМ вполне рабочее и устойчивое, но здесь правильнее было бы использовать более точный термин — «техногенный космический мусор». Ведь в ОКП постоянно присутствует также и естественный мусор, который также представляет определенную опасность для работающих КА. Эту естественную составляющую (природный космический мусор — метеороиды) также нужно учитывать. На низких орбитах, а также в других областях концентрации КА (например, в областях средневысоких и геосинхронных орбит), поток частиц техногенного космического мусора превышает природную составляющую. Но в других областях ОКП может превалировать поток объектов естественного происхождения (метеороидов, микрометеороидов). Т.е. соотношение потоков техногенного и естественного мусора зависит от области рассмотрения.

Спектр масс метеороидов и техногенного КМ вычисляют по моделям (см, например, [12, 13]) и определяют из наблюдений различными способами: из метеорных наблюдений в оптическом и радио диапазонах, анализа повреждений КА, с помощью датчиков соударений. Как показал анализ микрократеров на поверхности солнечных панелей Телескопа им. Хаббла поток очень маленьких (микронных) частиц, состоящих в основном из оксида алюминия (результат использования твердого топлива), на орбите телескопа превышает поток межпланетной пыли, но для частиц средних размеров преобладают микрометеороиды.

роиды (по материалам ESA Post-Flight Impact Analysis of HST Solar Arrays – 2002).

В метеорной астрономии принято характеризовать спектр масс метеорных частиц с помощью т.н. индекса массы (mass index  $s$ ). Распределение метеороидов по массам описывается степенным приближением  $dN \propto M^{-s} dM$ . Напомним, что выше для описания населения астероидов мы использовали понятие «популяционный индекс», имеющий точно такой же смысл как и  $s$ . Индекс массы метеоров может отличаться для спорадических метеоров и метеорных потоков.

В работе [14] представлены результаты определения индекса массы спорадических метеоров по четырехлетним радарным наблюдениям с помощью одного из лучших радиоинструментов для наблюдений метеоров — радара CMOR (the Canadian Meteor Orbit Radar). Получено среднее значение и оценены вариации индекса  $s=2.17 \pm 0.07$ . Вариации характеризуют население метеороидов на различных участках земной орбиты. Аналогичные результаты получены недавно с радаром, расположенным в южном полушарии, в Аргентине; в [15] опубликовано полученное за десятилетний период наблюдений значение  $s = 2.0$ . Для метеорных потоков значения индекса обычно получаются ниже. В работе [16] по наблюдениям Квадрантид и Геминид с радаром CMOR индекс массы был оценен как 1.55 и 1.65, соответственно. Оптические (видео) регистрации метеоров дают больший разброс значений  $s$ . В [17] дается интервал значений 1.1–2.2 с наиболее вероятным значением 1.5.

Представление о зависимости числа объектов естественного происхождения от их размера (массы) в ближнем космосе дает диаграмма, адаптированная из [18] и показанная на рис. 3.

На этом рисунке показана сводная статистика (по многим экспериментам и моделям) кумулятивного числа столкновений объектов естественного космического мусора с Землей (за год). Для сравнения нанесена линия, наклон которой соответствует значению индекса массы  $-1.8$ . Можно сказать, что и здесь просматривается фундаментальное проявление закономерностей столкновительной эволюции ансамбля тел.

Население техногенного космического мусора также весьма многочисленно (по крайней мере число объектов КМ размером более 1 см оценивается примерно в 1 миллион, миллиметровых объектов на порядки величины больше). Спектры масс различных компонентов техногенного КМ могут быть очень различны. На рис. 4 представлено

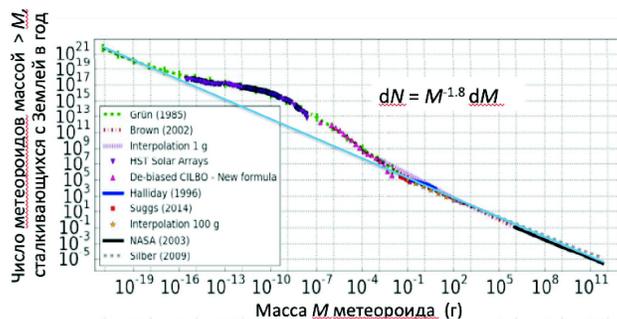


Рис. 3: Число метеороидов массой  $> M$ , сталкивающихся с Землей за год, согласно [18].

разнообразие распределений по размерам различных объектов КМ (рисунок адаптирован из отличной книги [19]).

Видно, что и здесь спектры масс (на рисунке — размеров, но перевод в спектр масс тривиален) объектов техногенного КМ можно, в какой-то степени (здесь нужно, конечно, учитывать эффекты селекции), сравнить с базовым  $dN \propto M^{-2}dM$  или столкновительным  $dN \propto M^{-1.8}dM$ .

#### 4. Заключение

Этот обзор слишком лаконичен, чтобы претендовать на солидно аргументированные детальные выводы. Тем не менее, по-видимому, можно полагать, что спектры масс населений малых тел Солнечной системы как и спектры масс более крупных астрономических объектов во Вселенной в дифференциальном виде близки к  $dN \propto M^{-2}dM$ . Отклонения от этого вида отражают влияние факторов, доминирующих при образовании и дальнейшей эволюции населений малых тел.

#### Список литературы

1. B. M. Shustov and A. V. Tutukov, *Astron. Rep.*, **62**, 724, 2018.
2. T. Birnstiel, M. Fang, and A. Johansen, *Space Sci. Rev.*, **205**, 41, 2016.
3. S. Wallace and T. Quinn, *arXiv e-prints*, arXiv:1810.07201, 2018.
4. W. K. Hartmann and A. C. Hartmann, *Icarus*, **8**, 361, 1968.
5. K. A. Holsapple, K. Wünneman, and P. Michel, *Modeling Asteroid Collisions and Impact Processes*, 679–699 (2015).
6. M. Jutzi, in *IAU General Assembly*, volume 29, 2246674 (2015).

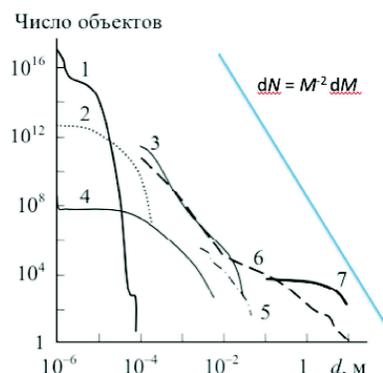


Рис. 4: Распределение по размерам  $d$  суммарного числа объектов техногенного КМ на низких орбитах: 1 — частицы  $Al_2O_3$ , выбрасываемые при работе твердотопливных двигателей; 2 — чешуйки краски; 3 — шлак, остающийся при работе твердотопливных двигателей; 4 — частицы, выбиваемые из КА при ударах других тел; 5 — капли Na и K, появляющиеся при разрушении КА с ядерными источниками; 6 — фрагменты разрушившихся КА; 7 — каталогизированные объекты. Рисунок адаптирован из [19]. Для сравнения нанесена линия соответствующая спектру масс  $dN \propto M^{-2} dM$ .

7. J. S. Dohnanyi, *JGR*, **74**, 2531, 1969.
8. D. R. Davis, D. D. Durda, F. Marzari, A. Campo Bagatin, and R. Gil-Hutton, *Collisional Evolution of Small-Body Populations*, 545–558 (2002).
9. W. F. Bottke, D. D. Durda, D. Nesvorný, R. Jedicke, A. Morbidelli, D. Vokrouhlický, and H. Levison, *Icarus*, **175**, 111, 2005.
10. B. J. Gladman, D. R. Davis, C. Neese, R. Jedicke, et al., *Icarus*, **202**, 104, 2009.
11. I. Włodarczyk and J. Leliwa-Kopystyński, *Meteoritics and Planetary Science*, **49**, 1795, 2014.
12. T. V. Bordovitsyna and A. G. Aleksandrova, *Solar System Research*, **44**, 238, 2010.
13. X.-w. Wang and J. Liu, *Advances in Astronomy*, **2019**, 2738276, 2019.
14. R. C. Blaauw, M. D. Campbell-Brown, and R. J. Weryk, *MNRAS*, **412**, 2033, 2011.
15. D. Janches, C. Brunini, and J. L. Hormaechea, *AJ*, **157**, 240, 2019.
16. R. C. Blaauw, M. D. Campbell-Brown, and R. J. Weryk, *MNRAS*, **414**, 3322, 2011.

- 
17. S. Molau, G. Barentsen, and S. Crivello, in J. L. Rault and P. Roggemans, eds., *Proceedings of the International Meteor Conference, Giron, France, 18-21 September 2014*, 74–80 (2014).
  18. G. Drolshagen, D. Koschny, S. Drolshagen, J. Kretschmer, and B. Poppe, *P&SS*, **143**, 21, 2017.
  19. L. Novikov, *Action of natural and artificial space debris on space crafts. M: Moscow University after M.V.Lomonosov* (2009).

**Структура, динамика,  
кинематика и эволюция  
звездных систем**

## Расчет звездных величин в современных фотометрических системах

Сичевский С.Г.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Рассмотрены особенности реализации многополосных фотометрических систем обзоров: 2MASS, SDSS, GALEX, IPHAS, Pan-STARRS и Gaia. Представлены конкретные соотношения, включая необходимые калибровочные и нормировочные коэффициенты, для преобразования теоретически рассчитанного спектра звезды в ее блеск в фотометрических полосах указанных обзоров.

### Estimation of stellar magnitudes in modern photometric systems

Sichevsky S.G.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Photometric systems of 2MASS, SDSS, GALEX, IPHAS, Pan-STARRS and Gaia surveys were considered. We also present a brief description of the approach to estimate stellar magnitude in these surveys.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.055

### 1. Введение

Анализ и извлечение информации из обзоров неба разных диапазонов является актуальным направлением в астрофизических исследованиях. Например, современные обзоры (GALEX, SDSS, 2MASS и др.) содержат сведения о  $10^7 - 10^8$  относительно слабых объектах, а методы кросс-отождествления [1, 2] объектов в разных обзорах позволяют анализировать их, используя все доступные фотометрические данные.

Для некоторых задач большое количество исходных данных может компенсировать их невысокую точность, в частности, при определении характеристик межзвездной среды по звездам, расположенным компактно в одной области. Одним из общих способов оценки значения параметра по результатам наблюдений является метод максимального правдоподобия. Например, в упомянутом случае оценкой максимального правдоподобия характеристик звезд и закона межзвездного поглощения будут такие их значения, которым соответствует максимум апостериорной функции плотности вероятностей. Как

правило, оптимальный способ оценки представляет собой некоторую итеративную процедуру, требующую расчета теоретического значения измеренной величины, т.е. блеска звезды в интересующих фотометрических системах. Однако фотометрические системы и их реализации в конкретных обзорах имеют особенности, которые необходимо учитывать при расчете соответствующего блеска звезды.

В данной работе рассмотрены особенности расчета теоретического блеска звезды в фотометрических системах обзоров: 2MASS, SDSS, GALEX, IPHAS, Pan-STARRS и Gaia.

## 2. Расчет блеска звезды

Предположим, что расстояние  $d$  от звезды до наблюдателя много больше радиуса звезды  $R$ , и, пренебрегая эффектом потемнения к краю диска звезды, вычисления приводят к следующему соотношению:

$$E(\lambda) = \pi \frac{\theta_d^2}{4} F(\lambda), \quad (1)$$

где  $E(\lambda)$  — освещенность от звезды в месте наблюдения,  $\theta_d$  — видимый угловой диаметр звезды равный  $R/d$ , а  $F(\lambda)$  — величина потока, излучаемого единицей площади в единицу телесного угла в данном направлении, значение которого можно оценить в рамках теории звездных атмосфер (см. например работу [3]).

Наблюдаемый блеск звезды в полосе с кривой реакции  $S(\lambda)$ :

$$m = -2.5 \lg \frac{\int E(\lambda) S(\lambda) \lambda d\lambda}{\int E_0(\lambda) S(\lambda) \lambda d\lambda} + m_0, \quad (2)$$

где  $E_0(\lambda)$  — освещенность от «стандартного» источника с известной величиной блеска равной  $m_0$ . Как правило, «стандартным» источником является Вега, блеск которой по определению приписывают равным нулю.

Отличной от вышеуказанного определения блеска звезды является, так называемая,  $AB$ -система звездных величин, в которой блеск определяется иначе. Блеск звезды в  $AB$ -системе определяется следующим образом:

$$m = -2.5 \lg \frac{\int E(\nu) S(\nu) (h\nu)^{-1} d\nu}{\int S(\nu) (h\nu)^{-1} d\nu} - 48.6, \quad (3)$$

то есть в  $AB$ -системе нулевую звездную величину имеет объект с постоянным потоком равным 3631 Ян.

Таблица 1: Нормировочные коэффициенты для вычисления блеска в полосах  $J$ ,  $H$ ,  $K_S$

Полоса	$C_S$
$J$	-23.7677
$H$	-24.8641
$K_S$	-25.9246

В разных фотометрических системах используются разные определения блеска звезды, что необходимо учитывать при его расчете.

### 2.1. 2MASS

Обзор 2MASS (Two Micron All-Sky Survey) — это обзор всего неба в инфракрасном диапазоне, выполненный двумя наземными телескопами [4]. В нем представлены результаты наблюдений в полосах  $J$ ,  $H$ ,  $K_S$  для примерно 470 млн. источников.

Фотометрическая система обзора 2MASS соответствует определению (2), т.е. Вега — является объектом с нулевым блеском. В соответствии с работой [5] блеск звезды в фотометрической системе обзора 2MASS допустимо рассчитывать по следующим соотношениями.

Пусть

$$E_S = \frac{\int E(\lambda)S(\lambda)\lambda d\lambda}{\int S(\lambda)\lambda d\lambda},$$

тогда

$$m_S = -2.5 \lg E_S + C_S,$$

где  $E_S$  — усредненный поток,  $C_S$  — нормировочный коэффициент для полосы, значения которых приведены в табл. 1, а  $S(\lambda)$  — нормализованная кривая реакции конкретной полосы (см. работу [6]).

### 2.2. SDSS

Обзор SDSS (Sloan Digital Sky Survey)<sup>1</sup> — это наблюдения несколькими наземными телескопами примерно 35% небесной сферы. В нем представлены результаты наблюдений в полосах  $u$ ,  $g$ ,  $r$ ,  $i$  и  $z$  для примерно 300 млн. источников.

<sup>1</sup>www.sdss.org

В фотометрической системе *ugriz* используются, так называемые, *AB*-звездные величины. В соответствии с работой [5] блеск  $m_S$  в фотометрической системе обзора SDSS определяется следующими соотношениями.

$$m_S = -2.5 \lg \frac{\int E(\lambda)S(\lambda)\lambda d\lambda}{\int S(\lambda)\lambda d\lambda} - 48.6, \quad (4)$$

где  $E(\lambda)$  — освещенность от звезды в соответствии с соотношением (1), а  $S(\lambda)$  — кривая реакции конкретной полосы (см. работу [7]).

### 2.3. GALEX

Обзор GALEX (GALaxy Evolution eXplorer)<sup>2</sup> — результат работы ультрафиолетового космического телескопа. В нем представлены результаты наблюдений примерно 65 млн. объектов в двух полосах — в ближнем (*NUV*) и дальнем (*FUV*) ультрафиолетовом диапазоне.

В фотометрической системе обзора GALEX также используются *AB*-звездные величины, но есть особенность, связанная с тем, что в качестве приемника излучения использовались МКП, а не ПЗС (см. подробности в работе [8]). В соответствии с работой [8, 9] блеск  $m$  в полосах *NUV* и *FUV* обзора GALEX определяется следующими соотношениями.

Пусть

$$E_S = \frac{\int E(\lambda)S(\lambda)\lambda d \lg \lambda}{\int S(\lambda)\lambda d \lg \lambda},$$

тогда

$$m_S = -2.5 \lg E_S - 48.6,$$

где  $E(\lambda)$  — освещенность от звезды в соответствии с соотношением (1), а  $S(\lambda)$  — кривая реакции конкретной полосы (см. работу [9]). Как показано в работе [8], из-за типа приемника излучения необходимо использовать дополнительные калибровочные соотношения.

$$m_S^c = c_0 + c_1 \cdot m_S + c_2 \cdot m_S^2,$$

где  $c$  — калибровочные коэффициенты, значения которых приведены в табл. 2.

<sup>2</sup>www.galex.caltech.edu

Таблица 2: Калибровочные коэффициенты для вычисления блеска в полосах *NUV* и *FUV*

Полоса	$c_0$	$c_1$	$c_2$
<i>NUV</i>	9.554	-0.188	0.038
<i>FUV</i>	11.908	-0.529	0.050

#### 2.4. PAN-STARRS

Обзор PAN-STARRS (Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System)<sup>3</sup> — наблюдения нескольких наземных телескопов. В нем представлены результаты наблюдений в полосах *g*, *r*, *i*, *z*, *y* для примерно 200 млн. источников.

В фотометрической системе обзора PAN-STARRS также используются *AB*-звездные величины и в соответствии с работой [10] блеск  $m_S$  в полосах *grizy* можно рассчитывать, пользуясь следующими соотношениями.

$$m_S = -2.5 \lg \int E(\nu) S(\nu) (h\nu)^{-1} d\nu + ZP_S$$

или

$$m_S = -2.5 \lg \int E(\lambda) S(\lambda) (hc)^{-1} \lambda d\lambda + ZP_S,$$

где  $E(\cdot)$  — освещенность от звезды в соответствии с соотношением (1), а  $S(\cdot)$  — кривая реакции конкретной полосы (см. работу [10]), а  $ZP_S$  — нормировочный коэффициент для конкретной полосы, значения которых приведены в табл. 3. Физический смысл коэффициентов  $ZP_S$  в том, что численно они равны блеску объекта, световой поток от которого обеспечивает равенство:

$$\int E(\lambda) S(\lambda) (hc)^{-1} d\lambda = 1 \text{ e}^-/\text{сек}.$$

#### 2.5. Gaia

Обзор Gaia — результат работы астрометрической космической миссии Gaia. В 2018 г. был опубликован второй каталог, DR2, который

<sup>3</sup>panstarrs.stsci.edu

Таблица 3: Нормировочные коэффициенты  $ZP_S$  для вычисления блеска в полосах  $g$ ,  $r$ ,  $i$ ,  $z$ ,  $y$ 

Полоса	$ZP_S$
$g$	24.56
$r$	24.76
$i$	24.74
$z$	24.33
$y$	23.33

Таблица 4: Нормировочные коэффициенты для вычисления блеска в полосах  $G$ ,  $G_{BP}$  и  $G_{RP}$ 

Полоса	$ZP_S$
$G$	25.6884
$G_{BP}$	25.3514
$G_{RP}$	24.7619

содержит фотометрию в трех полосах:  $G$ ,  $G_{BP}$  и  $G_{RP}$  для 1.4 млрд. объектов.

Фотометрическая система обзора Gaia соответствует определению (2), в которой Вега — является объектом с нулевым блеском, и в соответствии с работой [11] блеск  $m_S$  в полосах  $G$ ,  $G_{BP}$  и  $G_{RP}$  можно рассчитывать, пользуясь следующим соотношением:

$$m_S = -2.5 \lg \int \frac{E(\lambda)\lambda}{10^9 hc} P_A S(\lambda) d\lambda + ZP_S,$$

где  $P_A = 0.7278 \text{ м}^2$  — эффективная площадь телескопа Gaia,  $E(\lambda)$  — освещенность от звезды в соответствии с соотношением (1), но в единицах  $[\text{Вт нм}^{-1} \text{м}^{-2}]$ ,  $S(\lambda)$  — калиброванная кривая реакции конкретной полосы (см. работу [11]), а  $ZP_S$  — нормировочный коэффициент для конкретной полосы, значения которых приведены в табл. 4.

## 2.6. IPHAS

Обзор IPHAS (INT/WFC Photometric H-Alpha Survey of the Northern Galactic Plane)<sup>4</sup> выполнен на наземном телескопе с зеркалом 2.5 м. В

<sup>4</sup>[www.iphas.org](http://www.iphas.org)

Таблица 5: Нормировочные коэффициенты для вычисления блеска в полосах  $r$ ,  $H$ -alpha и  $i$

Полоса	$\langle f_\lambda \rangle$
$r$	$2.47 \cdot 10^{-9}$
$H$ -alpha	$1.181 \cdot 10^{-9}$
$i$	$1.30 \cdot 10^{-9}$

нем представлены результаты наблюдений в двух широких полосах  $r$  и  $i$ , а также в одной узкой полосе  $H$ -alpha для примерно 219 млн. источников.

В фотометрической системе обзора IPHAS звезда Вега имеет нулевую величину и в соответствии с работой [12] блеск  $m_S$  в полосах  $r$  и  $i$  и  $H$ -alpha можно рассчитывать, пользуясь следующим соотношением:

$$m_S = -2.5 \lg \frac{\int E(\lambda)S(\lambda)\lambda d\lambda}{\int S(\lambda)\lambda d\lambda} + 2.5 \lg \langle f_\lambda \rangle, \quad (5)$$

где  $E(\lambda)$  — освещенность от звезды в соответствии с соотношением (1), а  $S(\lambda)$  — кривая реакции конкретной полосы (см. работу [12]), а  $\langle f_\lambda \rangle$  — нормировочный коэффициент для конкретной полосы, значения которых приведены в табл. 5.

### 3. Заключение

Многоцветная фотометрия, то есть измерения потока излучения в определенных участках спектра (полосах), наравне с прямым наблюдением спектров, применяется для исследования распределения энергии в спектрах звезд. Возможность расчета блеска звезды на основе современных представлений о их строении и эволюции позволяет проводить оценки характеристик звезд и межзвездной среды путем сравнения результатов наблюдений с расчетами. В работе представлены конкретные соотношения, включая необходимые калибровочные и нормировочные коэффициенты, для расчета теоретического блеска звезды в фотометрических системах обзоров: 2MASS, SDSS, GALEX, IPHAS, Pan-STARRS и Gaia.

### Список литературы

1. S. V. Karpov, O. Y. Malkov, and A. V. Mironov, *Astron. Bull.*, **67**, 82, 2012.

2. O. Malkov, O. Dluzhnevskaya, S. Karpov, E. Kilpio, A. Kniazev, A. Mironov, and S. Sichevskij, *Baltic Astronomy*, **21**, 319, 2012.
3. F. Castelli and R. L. Kurucz, in N. Piskunov, W. W. Weiss, and D. F. Gray, eds., *Modelling of Stellar Atmospheres, IAU Symposium*, volume 210, 20P (2003).
4. M. F. Skrutskie, R. M. Cutri, R. Stiening, M. D. Weinberg, et al., *AJ*, **131**, 1163, 2006.
5. J. B. Holberg and P. Bergeron, *AJ*, **132**, 1221, 2006.
6. M. Cohen, W. A. Wheaton, and S. T. Megeath, *AJ*, **126**, 1090, 2003.
7. M. Fukugita, T. Ichikawa, J. E. Gunn, M. Doi, K. Shimasaku, and D. P. Schneider, *AJ*, **111**, 1748, 1996.
8. L. Camarota and J. B. Holberg, *MNRAS*, **438**, 3111, 2014.
9. P. Morrissey, T. Conrow, T. A. Barlow, T. Small, et al., *ApJS*, **173**, 682, 2007.
10. J. L. Tonry, C. W. Stubbs, K. R. Lykke, P. Doherty, et al., *ApJ*, **750**, 99, 2012.
11. D. W. Evans, M. Riello, F. De Angeli, J. M. Carrasco, et al., *A&A*, **616**, A4, 2018.
12. G. Barentsen, H. J. Farnhill, J. E. Drew, E. A. González-Solares, et al., *MNRAS*, **444**, 3230, 2014.

## **Q-барьер и формирование спиральных волн плотности в газовых и звездных дисках**

Шпигель Л.В., Поляченко Е.В.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Наличие балджа в центре спиральной галактики затрудняет формирование спирального узора или бара. Особенно это касается галактик с каспом, где плотность быстро растет при приближении к центру. Однако, в литературе известна неустойчивая модель звездного диска с каспом. Используя методы линейной теории устойчивости, исследуется вопрос о возможности формирования спирального узора в аналогичном газовом диске. Обсуждается роль Q-барьера в звездном и газовом дисках.

## **Q-barrier and density spiral density wave formation in gaseous and stellar disks**

Spiegel L.V., Polyachenko E.V.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

The presence of a bulge in the center of a spiral galaxy makes it difficult to form a spiral pattern or a bar. This is especially true for galaxies with cusps, where the density is rapidly increasing when approaching the center. However, an unstable stellar disk model with a cusp is known in the literature. Using the methods of the linear theory of stability, formation a spiral pattern in a similar gaseous disk is considered. The role of the Q-barrier in the stellar and the gaseous disks is discussed.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.056

### **1. Введение**

Определение неустойчивых мод звездных дисков играет важную роль в объяснении происхождения спиральных узоров дисковых галактик. Ввиду относительной сложности уравнений звездной динамики, предпринимались серьезные усилия по адаптации гидродинамических моделей к описанию звездных дисков [1, 2, 3]. В пределе холодной звездной среды и отсутствия давления в газе эти среды действительно ведут себя одинаково вне резонансов. Оказалось, однако, что спиральные волны в газе и звездах по-разному взаимодействуют с линдбла-

довскими резонансами, которые играют важнейшую роль в формировании спиральных узоров.

Эта роль состоит в поглощении звездной волны, падающей на резонансы [4, 5]. На периферии галактического диска всегда имеется внешний резонанс (OLR). Кроме того, возможно наличие также внутреннего резонанса (ILR) недалеко от центра, например при неограниченном росте скорости вращения к центру диска (т.н. модели с «каспом»). Для установления спиральной волны необходим «резонатор» в центральной части диска, где волна с отрицательным угловым моментом увеличивает свою амплитуду, отдавая положительный угловой момент наружу. Поглощая этот угловой момент, внешний резонанс играет созидательную роль в установлении спиральной волны плотности в центре. Наличие же ILR в «резонаторе» играет негативную роль, прерывая цикл усиления волны в центре. Необходимо каким-то образом вынести ILR за пределы «резонатора».

Именно с этим связана идея Q-барьера, который бы отражал спиральную волну, идущую в центр, до того как она достигнет ILR. Свое название этот барьер получил от известного параметра Тоомре  $Q$ ,

$$Q = \frac{\kappa(R) \sigma(R)}{3.36 G \Sigma_0(R)} \quad (1)$$

(здесь  $\kappa$  — эциклическая частота,  $\sigma$  — радиальная дисперсия скоростей,  $\Sigma_0$  — поверхностная плотность,  $R$  — галактоцентрический радиус), определяющего свойства устойчивости гравитирующих дисков. Области, характеризующиеся большими значениями  $Q$ , оказываются непрозрачными для спиральных волн. Последние должны отражаться при подходе к этим областям. Подтверждением правильности этих соображений является модель Цанга-Тоомре [6, 7], подробно описанная ниже.

В газовой среде поглощения на линдбладовских резонансах не происходит [8]<sup>1</sup>. Внешняя волна может уйти на бесконечность, если отсутствует край диска. Но ILR не должен мешать работе «резонатора», накачивающего спиральную волну в центре. Целью данной работы является исследование неустойчивых газовых мод в модели с каспом плотности, где ILR неизбежен. В частности, рассмотрено их существование и дано сравнение их основных характеристик с неустойчивой двухрукавной модой в звездном диске.

<sup>1</sup>В работе приведено доказательство отсутствия взаимодействия в случае без самогравитации. Строгое доказательство в общем случае до сих пор не представлено.

## 2. Диск Местеля и модель Цанга-Тоомре

Диск Местеля характеризуется поверхностной плотностью  $\Sigma_0(R) = V_0^2/(2\pi GR)$ , самогравитирующим потенциалом  $\Phi_0(R) = V_0^2 \ln R$  и плоской кривой вращения,  $V_c(R) = V_0$ . Одна из возможных его реализации в фазовом пространстве была предложена Тоомре [7]:

$$F(E, L) \propto L^q e^{-E^2/\sigma^2}, \quad (2)$$

где  $E$  и  $L$  — удельная энергия и угловой момент звезды; параметр  $q = V_0^2/\sigma^2 - 1$ . Модель становится устойчивой относительно осесимметричных возмущений при  $\sigma \geq 0.378V_0$ . Несмотря на то, что косые моды ( $m > 0$ ) обычно стабилизируются позднее с ростом радиальной дисперсии, они не были обнаружены даже при  $\sigma = 0.378V_0$ .

Неограниченный рост угловой скорости вращения в центре затрудняет расчет неустойчивых мод. В [6, 7] была предложена модификация этой модели, которая состоит в замене самогравитирующего вещества диска центральным горячим «балджем», роль которого сводится к поддержанию заданной скорости вращения. Формально это соответствует умножению  $F$  на дополнительный режущий фактор  $[1 + (L_0/L)^n]^{-1}$ . Неустойчивые моды отсутствуют при  $n = 1$ , когда центр диска вырезается относительно мягко. Однако при более резком профиле режущего фактора неустойчивые моды были найдены. Так, при  $n = 2$  имеется однорукавная мода ( $m = 1$ ) со скоростью вращения  $\Omega_p = 0.141$  и инкрементом нарастания  $\gamma = 0.066$  (в единицах  $V_0^2/L_0$ ), а при  $n = 4$  — двухрукавная мода ( $m = 2$ ) с параметрами  $(\Omega_p, \gamma) = (0.439, 0.127)$ .

Рис. 1 поясняет появление неустойчивой моды на языке Q-барьера. Умножение  $F$  на режущий фактор приводит к занулению поверхностной плотности диска в центре (а), что дает неограниченный рост профиля  $Q(R)$  (б). Заметим, что для модели без режущего фактора  $Q$  постоянно и близко к единице. Область по радиусу  $R < R_Q$  со значениями  $Q \gtrsim 3$  (б, в) принято считать непрозрачной для волн [3, 9, 10]. На нижнем рисунке даны положения основных резонансов неустойчивой двухрукавной моды. Видно, что  $R_{\text{ILR}}$  оказывается ближе к центру, т.е. за пределами области «резонатора» (от  $R_Q$  до области коротации).

## 3. Неустойчивые моды в газовом диске с каспом

В качестве исследуемой модели примем аналог модели Цанга-Тоомре: поверхностную плотность, представленную на рис. 1, плоскую кривую вращения и постоянную скорость звука, соответствующую значению

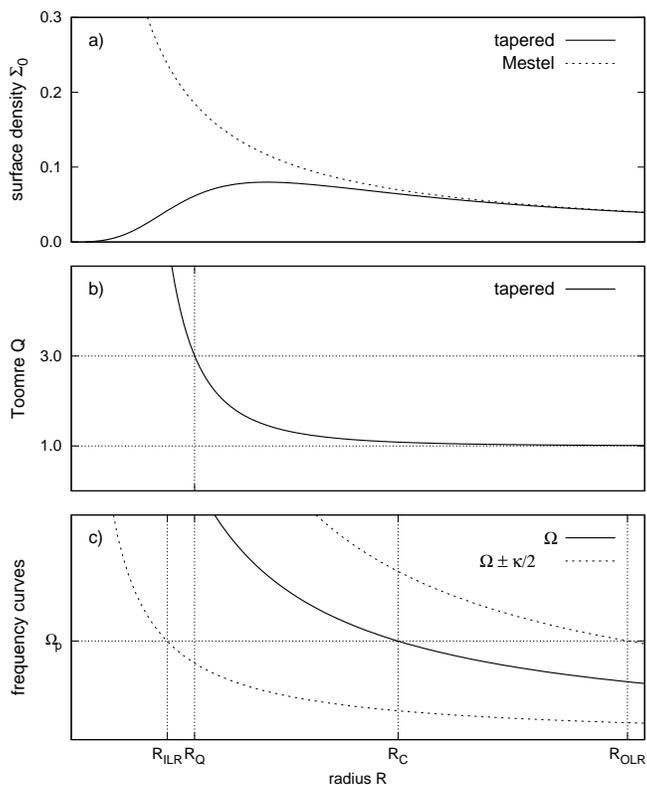


Рис. 1: Модель Цанга-Тоомре неустойчивого звездного диска с каспом: а) поверхностная плотность диска  $\Sigma_0(R)$  (tapered) в сравнении с  $\Sigma_0(R)$  диска Местеля (Mestel); б) Профиль параметра Тоомре  $Q$ ; в) частотные кривые  $\Omega(R)$ ,  $\Omega(R) \pm \kappa/2$ . Горизонтальная линия  $\Omega_p = 0.439$  дает положение основных резонансов неустойчивой моды  $m = 2$ . Радиус Q-барьера  $R_Q$  соответствует значению  $Q = 3$ .

$Q = 1$  для газа на периферии диска. Для расчета неустойчивых газовых мод мы применяем метод конечных элементов, описанный в [11].

На рис. 2 представлен спектр неустойчивых мод газового диска. В отличие от звездного диска, тут имеется несколько мод, причем все они находятся слева на плоскости  $(\Omega_p, \gamma)$  от моды Цанга-Тоомре. Соответствующие положения ILR оказываются существенно дальше

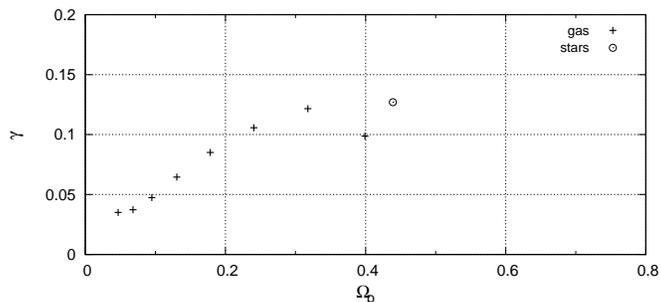


Рис. 2: Спектр неустойчивых двухрукавных мод газового диска. Для сравнения дана неустойчивая мода звездного диска в модели Цанга-Тоомре.

от центра,  $R_{\text{ILR}} = 0.293/\Omega_p$ , т.е. в области прозрачности для волновых пакетов, характеризуемой значениями  $Q$ , близкими к единице.

На рис. 3 приведены примеры спиральных узоров. Обращает на себя внимание, что узоры ведут себя регулярно на линдбладовских резонансах. В отличие от этих газовых спиралей, звездные заканчиваются на внешнем линдбладовском резонансе из-за поглощения спиральной волны на OLR.

#### 4. Заключение

На примере модели с каспом мы показали, что несмотря на наличие ILR в газовом диске имеются неустойчивые двухрукавные моды. В отличие от звездного диска, где единственная такая мода появляется за счет  $Q$ -барьера, здесь наличие барьера не обязательно вследствие того, что газовая волна не взаимодействует с резонансом.

Интересно, что роль  $Q$ -барьера в газовом диске не вполне ясна. Согласно [3], в газовой среде волна также должна отражаться от барьера. Однако в своих вычислениях мы обнаружили, что положение неустойчивых мод зависит от положения внутренней границы расчетной области. Этого не должно происходить, если граница находится глубоко внутри запрещенной области. Данный вопрос будет рассмотрен в будущих статьях.

Работа поддержана КП19-270 «Вопросы происхождения и эволюции Вселенной с применением методов наземных наблюдений и космических исследований» (подпрограмма II «Астрофизические объекты

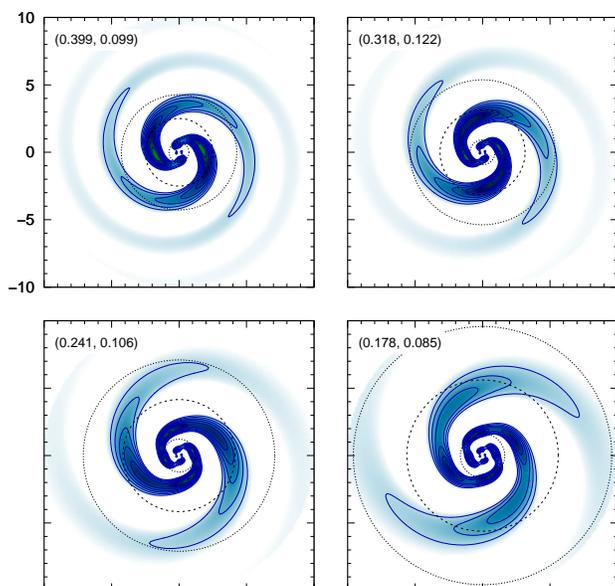


Рис. 3: Спиральные узоры неустойчивых мод с наибольшей скоростью вращения узора и инкрементами нарастания. Линии уровня показывают превышение плотности над осесимметричным значением. Пунктирные линии указывают на положение линдбладовских резонансов, штриховые — коротационного резонанса. В левом углу указаны значения  $(\Omega_p, \gamma)$  для каждой моды.

как космические лаборатории») и грантами Sonderforschungsbereich SFB 881 'The Milky Way System' Немецкого исследовательского фонда (DFG) и фонда «Volkswagen Foundation» No. 90411.

### Список литературы

1. C. C. Lin and Y. Y. Lau, *Studies in Applied Mathematics*, **60**, 97, 1979.
2. R. F. Pannatoni, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **24**, 165, 1996.
3. G. Bertin, *Dynamics of Galaxies* (2014).
4. J. W. K. Mark, in *BAAS*, volume 3, 370 (1971).
5. J. W.-K. Mark, *ApJ*, **193**, 539, 1974.
6. T. A. Zang, *The Stability of a Model Galaxy.*, Ph.D. thesis, -, 1976.

7. A. Toomre, *ARA&A*, **15**, 437, 1977.
8. V. V. Lyakhovich, A. M. Fridman, and O. V. Khoruzhii, in A. G. Masevich, ed., *Unstable Processes in Universe*, 194 (1994).
9. A. Toomre, in S. M. Fall and D. Lynden-Bell, eds., *Structure and Evolution of Normal Galaxies*, 111–136 (1981).
10. V. L. Polyachenko, E. V. Polyachenko, and A. V. Strel'Nikov, *Astron. Lett.*, **23**, 525, 1997.
11. E. V. Polyachenko, *MNRAS*, **478**, 4268, 2018.

## Формирование псевдобалджа в галактиках типа Млечный Путь как результат действия изгибной неустойчивости

Шпигель Л.В., Поляченко Е.В.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Численно исследуются две модели дисковой галактики, характеризующиеся наличием классического балджа и отсутствием спиральной структуры в начале моделирования. При сходных кривых вращения и балджах, одна из моделей оказывается значительно более неустойчивой к формированию бара, так что заметный бар формируется в течение 100 млн лет. Во второй модели соответствующее время почти на порядок больше — 700 млн лет. На фоне быстро сформировавшегося бара в первой модели протекает вторичная (изгибная) неустойчивость, приводящая к резкому увеличению толщины бара. Такой бар можно ассоциировать с псевдобалджем. Во второй модели утолщение бара происходит постепенно.

## Pseudobulge formation in the Milky Way type galaxies as a result of buckling instability

Spiegel L.V., Polyachenko E.V.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Two models of a disk galaxy, characterized by a classical bulge and the absence of a spiral structure at the beginning of the simulation, are numerically investigated. With similar rotation curves and bulges, one of the models turns out to be significantly more unstable to the formation of a bar, so that a noticeable bar is formed during 100 Myr. In the second model, the corresponding time is almost an order of magnitude longer — 700 Myr. On the background of a quickly formed bar, a secondary (buckling) instability occurs in the first model, leading to a sharp increase in the thickness of the bar. This thick bar can be associated with a pseudobulge. In the second model, the thickening of the bar occurs gradually.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.057

### 1. Введение

Впервые наличие бара в нашей Галактике было убедительно продемонстрировано в 1990-х гг. на основе 2.4 мкм наблюдений [1]. Позднее на основании данных 2MASS и OGLE-III был обнаружен балдж X-образной формы в виде двух пиков в распределении звезд [2].

Сейчас при описании структур в центре галактик принято различать обычный (классический) балдж и «псевдобалдж» [3]. В отличие от классического балджа, последний формируется в результате медленной (секулярной) эволюции диска. Образование псевдобалджа может происходить постепенно вместе с баром, либо быстро, когда толщина диска растет скачком. Быстрое увеличение толщины диска происходит в результате действия в нем изгибной неустойчивости. Было показано (см. напр. [4] для модели Кузьмина-Тоомре), что такая неустойчивость возникает при уменьшении отношения дисперсий вертикальных и радиальных скоростей до значений порядка 0.6.

Целью данной работы является демонстрация путем численного эксперимента возможности как резкого, так и плавного сценария формирования псевдобалджа, причем в сходных моделях Галактики.

## 2. Модели Галактики

Для численного моделирования мы использовали трехкомпонентные модели Куйкена-Дубинского (КД) [5], состоящие из звездного диска, классического балджа и гало. Относительно наличия в Галактике классического балджа в литературе ведется полемика. Однако модели с классическим балджем рассматриваются наравне с моделями без балджа (см., напр. [6]). Диск задается функцией распределения Шварцшильда с экспоненциальной шкалой поверхностной плотности  $R_d$  и характерной полутолщиной диска  $z_d = 225$  пк. Радиальная дисперсия скоростей  $\sigma_R^2(R) = \sigma_{R0}^2 \exp(-R/R_\sigma)$ . Для гало используется функция распределения Эванса с обрезанием по энергии. Балдж описывается функцией распределения Кинга.

При подборе параметров были приблизительно фиксированы форма кривой вращения, параметры балджа и поверхностная плотность диска в солнечной окрестности. Модель D характеризуется небольшой шкалой  $R_d$  и доминированием диска над гало (рис. 1 а). В модели H вклады гало и диска в круговую скорость вращения (в пределах двух радиальных шкал) примерно равны. Основные параметры моделей приведены в табл. 1. Распределение вещества в балдже зависит от полного гравитационного потенциала, включающего потенциал диска и гало. Этим объясняется небольшое различие в полученных массах балджей моделей D и H.

Угловая скорость  $\Omega(R)$  представлена на рис. 1 б вместе с кривыми  $\Omega(R) \pm \kappa/2$ , определяющими положения линдбладовских резонансов;  $\kappa$  — эпициклическая частота. Плотности балджа и гало в модели

Таблица 1: Параметры моделей D и H. Массы диска, балджа и гало даны в млрд масс Солнца ( $M_{\odot}$ ); круговая скорость вращения  $v_{\odot}$ , радиальная дисперсия  $\sigma_{\odot}$  и поверхностная плотность  $\Sigma_{\odot}$  диска в окрестности Солнца — в км/с и  $M_{\odot}/\text{пк}^2$ ; радиальные шкалы  $R_{\sigma, d, h}$  — в кпк. Расстояние от центра Галактики до Солнца  $R_{\odot} = 8$  кпк.

Модель	$M_d$	$M_b$	$M_h$	$v_{\odot}$	$\sigma_{\odot}$	$R_{\sigma}$	$\Sigma_{\odot}$	$R_d$	$R_h$	$Q_{\min}$
D	54.3	11.6	1042	233	22.7	2.475	48.7	2.25	200	1.17
H	40.6	12.7	796	240	30	2.97	49.6	2.97	154	1.88

Куйкена-Дубинского имеют конечную плотность и, соответственно, конечную скорость азимутального вращения в центре.

На рис. 1 с показаны профили параметра Тоомре  $Q$ :

$$Q(R) = \frac{\kappa(R) \sigma_R(R)}{3.36 G \Sigma_d(R)}. \quad (1)$$

Их различие для моделей D и H связано с различием в радиальной дисперсии  $\sigma_R$  и поверхностной плотности  $\Sigma_d$ . В обеих моделях имеется область  $1 < Q(R) \lesssim 3$ , что говорит о возможности формирования бара [7].

### 3. Численное моделирование

Начальные условия для частиц всех компонентов были получены с помощью кода «GalactICS», предоставленного КД. Численные расчеты были выполнены кодом Супербокс-10 [8], который является реализацией схемы «частицы в сетке». Балдж и гало были представлены 0.2M и 2.5M частиц, соответственно. Количество частиц диска в основных расчетах было 1.5M, однако мы провели также контрольные расчеты с меньшим количеством частиц диска (1M) и на других сетках. В целом, результаты этих расчетов согласуются с основными.

Наиболее простыми для расчета показателями наличия возмущения в виде бара являются отношения осей эллипсоида инерции  $I_{yy}/I_{xx}$  и  $I_{zz}/I_{xx}$ , где оси определяются как

$$I_{xx} = \sum_j m_j x_j^2, \quad I_{yy} = \sum_j m_j y_j^2, \quad I_{zz} = \sum_j m_j z_j^2, \quad (2)$$

$m_j$  — массы частиц диска, а индекс  $j$  пробегает частицы внутри некоторого радиуса порядка или чуть меньше размера бара (в данном слу-

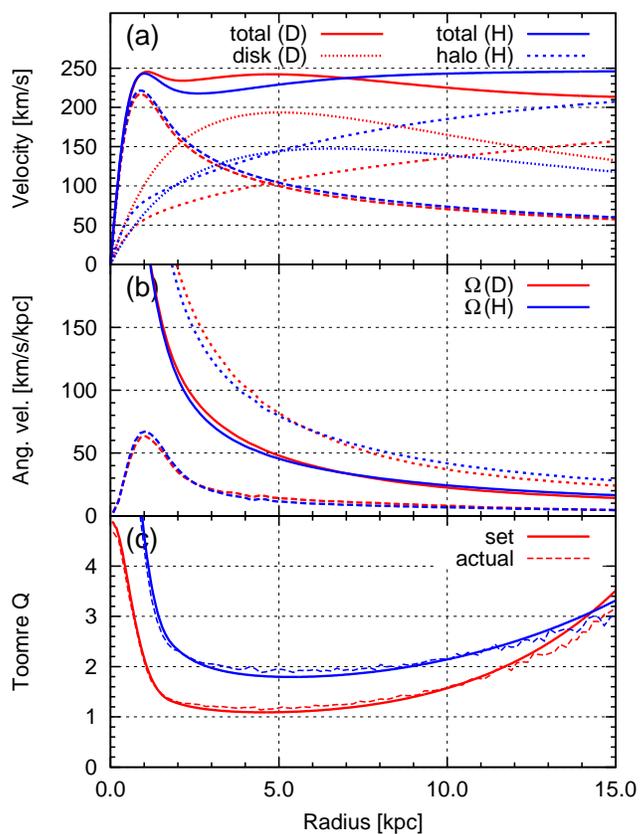


Рис. 1: Начальные значения модели: (а) Полная круговая скорость и вклады в нее диска, балджа и гало; (б) угловая скорость  $\Omega(R)$  и кривые  $\Omega(R) \pm \kappa(R)/2$ ; (с) Параметр Тоомре  $Q$ , задаваемый в моделях (set), и реально полученный в первоначальных распределениях (actual).

чае — 2.7 кпк). На рис. 2 показана «мощность» бара (bar strength), определяемая как

$$B(t) = 1 - I_{yy}/I_{xx}. \quad (3)$$

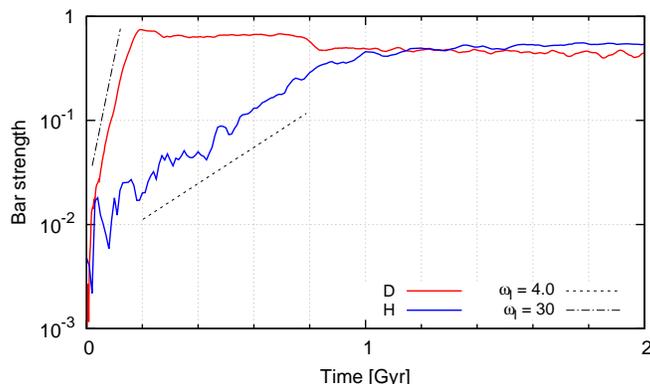


Рис. 2: Зависимость «мощности» бара от времени в моделях D и H.

Как следует из рисунка, эволюция модели D протекает значительно быстрее, по сравнению с H. Бар уже полностью сформирован примерно к 200 млн лет. Наклон линейного участка кривой  $B(t)$  для модели D показывает скорость экспоненциального роста амплитуды бара, равную  $30 \text{ (млрд лет)}^{-1}$ . По углу поворота бара можно определить скорость его вращения  $\Omega_p$ , которая оказывается зависящей от времени. Так,  $\Omega_p = 47 \text{ км/с/кпк}$  примерно постоянна в течение роста бара  $T < 180 \text{ млн лет}$ , а затем в течение последующих 80 млн лет резко падает до  $32 \text{ км/с/кпк}$ . Окончание замедления совпадает с моментом выхода кривой  $B(t)$  на плато.

В модели H бар формируется примерно за 1 млрд лет. Инкремент нарастания бара, найденный по наклону профиля  $B(t)$ , равен  $\omega_1 \approx 4 \text{ (млрд лет)}^{-1}$ . Скорость вращения бара также примерно постоянна лишь на этапе его роста ( $\Omega_p = 37 \text{ км/с/кпк}$ ), затем происходит замедление.

В наших моделях, после образования бара, начинает формироваться «псевдобалдж». Для определения скорости его формирования рассмотрим зависимость отношения осей эллипсоида инерции  $I_{zz}/I_{xx}$  от времени. Из рис. 3 следует, что в модели H (верхняя шкала времени) сразу после образования бара (1 млрд. лет) идет прямолинейный рост триаксиальности. В модели D до  $t = 200 \text{ млн лет}$  наблюдается падение триаксиальности, а после формирования бара происходит линейный рост, но с меньшим (по сравнению с моделью H) наклоном. Начиная с момента  $t \approx 650 \text{ млн лет}$  благодаря изгибной неустойчиво-

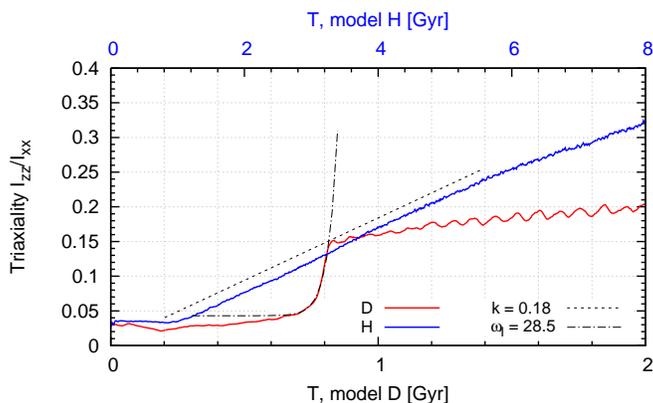


Рис. 3: Зависимость триаксиальности от времени в моделях D (нижняя ось времени) и H (верхняя ось времени).

сти происходит экспоненциальный рост триаксиальности с инкрементом нарастания  $28.5$  (млрд. лет) $^{-1}$ . После окончания фазы неустойчивости продолжается медленный рост с таким же наклоном, как и до наступления фазы быстрого роста.

На рис. 4 показано изменение величины  $\sigma_z/\sigma_R$  во времени. Образование бара вызывает рост  $\sigma_R$ , в результате чего отношение дисперсий скоростей уменьшается. После образования бара в модели D отношение  $\sigma_z/\sigma_R$  становится ниже критического и достаточным для возникновения изгибной неустойчивости. Этот процесс сопровождается резким увеличением дисперсии скоростей  $\sigma_z$  и соответственно увеличением отношения  $\sigma_z/\sigma_R$ . После фазы изгибной неустойчивости отношение дисперсий скоростей выравнивается и остается приблизительно постоянным на уровне выше критического. Для модели H, после образования бара отношения  $\sigma_z/\sigma_R$  уменьшается до значения близкого к 0.6, но не переходит критического значения.

#### 4. Заключение

На примере двух схожих моделей Галактики с фиксированными кривой вращения, массой балджа и наблюдаемой поверхностной плотностью диска в солнечной окрестности были рассмотрены два возможных сценария образования псевдобалджа. В обеих моделях сначала формируется бар, но затем в одной из них (более холодной и более неустойчивой) наступает фаза вторичной неустойчивости, уже попе-

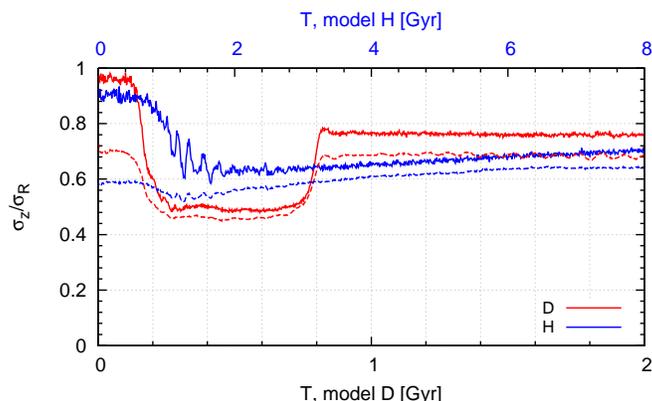


Рис. 4: Отношения вертикальной и радиальной дисперсий скоростей для моделей D (красные линии, нижняя ось времени) и H (синие линии, верхняя ось времени). Сплошными линиями показаны отношения для центральной части (менее 500 пк), пунктирами — усредненные в области  $R < 4$  кпк.

рек диска. Динамически более горячая модель характеризуется более спокойной эволюцией. Там вторичной неустойчивости не наступает. Критически важным для вторичной (изгибной) неустойчивости оказывается отношение вертикальной и радиальной дисперсий скоростей, которое уменьшается при образовании бара и может достигнуть критического значения, при котором наступает неустойчивость. Ее значение для модели D оказываются примерно равными 0.5, что близко к аналогичным значениям для других дисковых моделей [4].

Работа поддержана КПП19-270 «Вопросы происхождения и эволюции Вселенной с применением методов наземных наблюдений и космических исследований» (подпрограмма II «Астрофизические объекты как космические лаборатории») и грантами Sonderforschungsbereich SFB 881 ‘The Milky Way System’ Немецкого исследовательского фонда (DFG) и фонда «Volkswagen Foundation» No. 90411.

## Список литературы

1. L. Blitz and D. N. Spergel, *AJ*, **379**, 631, 1991.
2. A. McWilliam and M. Zoccali, *ApJ*, **724**, 1491, 2010.
3. J. Kormendy and L. C. Ho, *ARA&A*, **51**, 511, 2013.
4. D. Merritt and J. A. Sellwood, *AJ*, **425**, 551, 1994.
5. K. Kuijken and J. Dubinski, *MNRAS*, **277**, 1341, 1995.

6. M. S. Fujii, J. Bédorf, J. Baba, and S. Portegies Zwart, *MNRAS*, **482**, 1983, 2019.
7. V. L. Polyachenko, E. V. Polyachenko, and A. V. Strel'Nikov, *Astron. Lett.*, **23**, 483, 1997.
8. R. Bien, T. Brandt, and A. Just, *MNRAS*, **428**, 1631, 2013.

## Устойчивые ориентации орбит в дисковых галактиках с баром

Шухман И.Г.<sup>1</sup>, Поляченко Е.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

<sup>2</sup>*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Одним из известных механизмов формирования баров в дисковых галактиках является выстраивание больших осей медленно прецессирующих звездных орбит под воздействием слабого возмущающего овального потенциала. Качественные рассуждения указывают на определяющую роль Линден-Белловской производной скорости прецессии по угловому моменту при постоянном значении адиабатического инварианта. Используя методы теории устойчивости, мы находим критерии существования стационарных орбит — точек либрации больших осей. Показано, что хотя положительный знак этой производной, действительно, приводит к выстраиванию орбит вдоль бара, это не является единственным и даже доминирующим фактором, определяющим ориентацию направления выстраивания орбит (вдоль бара или перпендикулярно бару). Более важным фактором является направление прецессии орбиты в невозмущенном аксиально симметричном потенциале. Кроме того, определенную роль играют величина амплитуды потенциала бара и скорость ее убывания с радиусом.

## Stable orbit orientations in disk galaxies with bars

Shukhman I.G.<sup>1</sup>, Polyachenko E.V.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Solar-Terrestrial Physics, Russian Academy of Sciences, Siberian Branch, Irkutsk, Russia*

<sup>2</sup>*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

One of the well-known mechanisms for the bar formation in disk galaxies is the alignment of the major axes of slowly precessing stellar orbits under the influence of a weak perturbing oval potential. Qualitative considerations point to the decisive role of the the Linden-Bell derivative of the precession velocity with respect to the angular momentum at a constant value of the adiabatic invariant. Using methods of the stability theory, we find the criteria for the existence of stationary orbits — libration points of the major axes. It is shown that although the positive sign of this derivative really leads to the alignment of orbits along the bar, this is not the only and even the dominant factor determining the orientation of the alignment direction of the orbits (along the bar or perpendicular to the bar). A more important factor is the direction of the precession of the orbits in the unperturbed axisymmetric potential. In addition, a certain role is played by the magnitude of the bar potential amplitude and the rate of its decrease with radius.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.058

## 1. Введение

В своей работе Линден-Белл [1] высказал идею о возможности усиления бароподобного возмущения при условии, что скорость прецессии орбит  $\Omega_{\text{pr}}^{(0)} \equiv \Omega(R) - \varkappa(R)/2$ , в системе отсчета, связанной с баром (вращающемся со скоростью  $\Omega_{\text{p}}$ ), мала по сравнению с частотой вращения звезды по орбит  $\Omega$ , т.е.

$$|\Omega_{\text{pr}}^{(0)} - \Omega_{\text{p}}|/\Omega \ll 1. \quad (1)$$

Здесь  $\varkappa$  — эпициклическая частота. (Верхний индекс «0» означает, что так определенная скорость прецессии соответствует почти строго круговым орбитам и в этом приближении зависит только от  $R$ .) В этом случае звезда при движении по орбите чувствует усредненный потенциал. Угловой момент звезды  $L$  не сохраняется, однако сохраняется адиабатический инвариант:

$$J_f = L/2 + I, \quad (2)$$

где  $I$  — радиальное действие. Было показано, что если скорость прецессии орбит растет с ростом углового момента при постоянном  $J_f$  (такие орбиты были названы «анормальными», abnormal orbits), то они стремятся выстроиться вдоль гребней плотности, тем самым усиливая бар. Для модели с изохронным потенциалом они заселяют небольшой диапазон угловых моментов; в случае почти круговых орбит такие орбиты лежат вблизи центра галактики. Отметим, что большинство орбит ведут себя обратным образом (normal orbits): их скорость прецессии уменьшается с ростом углового момента. Согласно [1] последние стремятся выстроиться вдоль впадин плотности (поперек бара).

Наша цель — проанализировать качественные утверждения Линден-Белла с помощью нахождения стационарной ориентации больших осей эллипсов прецессирующих орбит. Для этого нужно вычислить стационарные точки в консервативной системе, описываемой гамильтонианом Якоби, и убедиться в их устойчивости. Наличие устойчивой стационарной ориентации означает, что вокруг нее орбиты будут совершать колебания, то есть либрировать, тем самым усиливая бар. Оказывается, условие Линден-Белла положительности ЛБ-производной

$$[\partial\Omega_{\text{pr}}(L, I)/\partial L]_{J_f} \quad (3)$$

недостаточно: для абнормальных орбит требуется наложить еще ряд ограничений. Мы также покажем, что даже для нормальных орбит возможны ситуации, когда и они имеют стационарную ориентацию вдоль бара. Поэтому для выстраивания больших осей вдоль бара знак ЛБ-производной не является однозначно определяющим.

## 2. Основные уравнения

Для решения задачи будем использовать гамильтонов формализм в переменных действие-угол. Прежде всего, необходимо записать, используя эпициклическое приближение, гамильтониан Якоби, который включает вклады вплоть до  $\mathcal{O}(I^2)$ :

$$H_J = \frac{1}{2} \Omega^2(R) R^2 + \Phi_0(R) + \varkappa(R) I + \beta(R) I^2 + \delta\Phi - \Omega_p L, \quad (4)$$

где

$$\beta = \frac{1}{8R^2} \left( 3q - \frac{1}{3} q^2 + \frac{1}{2} Rq' \right), \quad q = \frac{d \ln(\varkappa^2)}{d \ln R}. \quad (5)$$

Аналогично [2, 3], введем новые угловые переменные

$$w_1, \quad \phi = w_2 - w_1/2, \quad (6)$$

сопряженные, соответственно, переменным действия  $J_f$  и  $L$ . При выполнении условия (1) переменная  $J_f$  является адиабатическим инвариантом. Действительно,  $w_1$  оказывается быстрой переменной по сравнению с медленной  $\phi$ , и при усреднении по ней потенциала возмущения  $\delta\Phi(r, \varphi - \Omega_p t)$ , который чувствует звезда на своей траектории,  $w_1$ , сопряженная  $J_f$ , выпадает из гамильтониана. Далее будем рассматривать (4) как функцию переменных  $(L, J_f)$ , полагая, что радиус ведущего центра  $R = R(L)$ ,  $L = \Omega(R) R^2$ :

$$H_J = H^{(0)}(J_f, L) - \Omega_p L + V(L, J_f, \phi), \quad (7)$$

где  $H^{(0)}$  обозначает невозмущенный гамильтониан,

$$V(L, J_f, \phi) = \frac{1}{2\pi} \oint \delta\Phi\left(r(L, J_f, w_1), \varphi(L, J_f, w_1, \phi)\right) dw_1. \quad (8)$$

Потенциал бара во вращающейся системе зададим в виде:

$$\delta\Phi(r, \varphi) = A(r) \cos(2\varphi), \quad A < 0, \quad (9)$$

т.е. ориентированным вдоль оси  $OX$ . Для усредненного потенциала имеем:

$$V = -\frac{A(R)}{2} \left(\frac{\rho}{R}\right) \left(\frac{R}{A} \frac{dA}{dR} + \frac{4\Omega}{\varkappa}\right) \cos(2\phi) = B(L, J_f) \cos(2\phi), \quad (10)$$

где  $\rho = (2I/\varkappa)^{1/2}$  — радиус эпицикла. Если градиент амплитуды не слишком велик, то  $B > 0$ :

$$B(L, J_f) \approx -A(R) \cdot \left[ \sqrt{\frac{2I}{\varkappa R^2}} \frac{2\Omega}{\varkappa} \right] \equiv b(R) \cdot I^{1/2} > 0. \quad (11)$$

Положение звезды определяется выражениями:

$$r = R - \rho \cos w_1, \quad \varphi = w_2 + \frac{2\Omega}{\kappa} \frac{\rho}{R} \sin w_1, \quad (12)$$

т.е. направлению большой оси соответствует  $w_1 = \pi, 3\pi$ . Из (6) имеем, что при  $B > 0$  минимуму потенциала соответствует  $\phi = \pi/2, 3\pi/2$ .

В (11)  $A, \Omega, \varkappa$  являются функциями  $L$  через зависимость  $R = R(L)$ . Более того,  $I$  тоже можно рассматривать как функцию  $L$ , поскольку  $J_f$  фиксировано. Удобно, однако, представить (7) как функцию переменных  $(I, \phi)$ :

$$\mathcal{H}_J(I, \phi) = QI - 2PI^2 + b(L_0) \cdot I^{1/2} \cos 2\phi, \quad (13)$$

где  $L_0 \equiv R_0^2 \Omega(R_0)$  — фиксированное значение углового момента звезд на круговой орбите  $R_0$ . Вблизи внутреннего линдбладовского резонанса (ILR), определяемого выражением  $\Omega_{\text{pr}}^{(0)}(R_L) = \Omega_p$ , мы берем в качестве  $R_0$  величину  $R_L$ . В случае отсутствия ILR, как например в галактиках, в которых кривая  $\Omega_{\text{pr}}(R)$  имеет невысокий максимум и при условии  $\max\{\Omega_{\text{pr}}(R)\} \lesssim \Omega_p$  в качестве  $R_0$  можно принять любой радиус вплоть до радиуса коротации. Полагая  $\Delta L = L - L_0$ , где  $\Delta L = \mathcal{O}(I) \ll L_0$  и вводя вместо  $J_f$  адиабатический инвариант  $\mathcal{L} = \Delta L + 2I$ , получим для  $Q$

$$Q = \Delta\Omega_{\text{pr}} \equiv \Omega_{\text{pr}}^{(0)}(L_0 + \mathcal{L}) - \Omega_p, \quad P \equiv \left( \frac{\partial \Omega_{\text{pr}}}{\partial \Delta L} \right)_{\mathcal{L}}. \quad (14)$$

В случае, когда мы имеем дело с окрестностью ILR, можно считать, что  $Q \approx \mathcal{L} \left( \frac{d\Omega_{\text{pr}}^{(0)}}{dL} \right)_{L_R}$ . Величина  $P$  совпадает с ЛБ-производной, а  $Q$  — фактически есть угловая скорость прецессии на радиусе, соответствующем угловому моменту  $L_0 + \mathcal{L}$ .

### 3. Устойчивые ориентации периодических орбит

Стационарные точки гамильтониана (13) находятся из условия

$$\frac{\partial \mathcal{H}_J}{\partial I} = 0, \quad \frac{\partial \mathcal{H}_J}{\partial \phi} = 0, \quad (15)$$

а их устойчивость определяется положительностью определителя Гессе. Анализ показывает, что наличие и положение стационарных устойчивых точек зависит от знаков величин  $Q$ ,  $P$ , а также от величины амплитуды бара  $b$  и ее знака. При  $Q$  и  $P$  одного знака существует критическое значение амплитуды бара

$$b_{\text{crit}} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{Q^3}{6P}}. \quad (16)$$

Если амплитуда бара ниже критического значения, существуют три стационарных точки (на интервале  $0 < 2\phi < 2\pi$ ) — две устойчивые и одна неустойчивая, при превышении критического значения возможна единственная стационарная орбита, которая устойчива. При  $Q$  и  $P$  разных знаков также возможна единственная стационарная орбита, которая устойчива.

На рис. 1 показаны изолинии  $\mathcal{H}_J(I, \phi)$  для случая нормальных орбит,  $P < 0$ . На верхнем рисунке ( $Q < 0$ ) и  $b < b_{\text{crit}}$  сепаратриса, разделяющая область циркулирующих орбит от области либрирующих (запертых) орбит, проходит через седловую точку и имеет две ветви, нижнюю и верхнюю, которые показаны жирными линиями. Видны также две области запертых орбит: большие оси орбит с меньшими значениями  $I$  (с меньшим эксцентриситетом) ориентированы в основном вдоль бара, большие оси более вытянутых орбит (большие  $I$ ) ориентированы поперек бара. На нижнем рисунке ( $Q > 0$ ) видна область запертых орбит, большие оси которых ориентированы поперек бара. Сепаратриса в этом случае соответствует  $I = 0$  и показана жирной линией.

В случае  $b > b_{\text{crit}}$  при  $Q < 0$  для нормальных орбит ( $P < 0$ ) возможна единственная устойчивая ориентация — поперек бара. Мы не приводим фазовый портрет для этого случая, он очень похож на изображенный на рис. 2, за исключением того, что стационарные точки лежат при  $\phi = 0; \pi; 2\pi$ .

Изолинии  $\mathcal{H}_J(I, \phi)$  для случая абнормальных орбит,  $P > 0$  и  $Q < 0$  представлены на рис. 2. В этом случае критического значения  $b_{\text{crit}}$  нет, и единственная возможная ориентация больших осей — вдоль бара ( $\phi = \pi/2; 3\pi/2$ ).

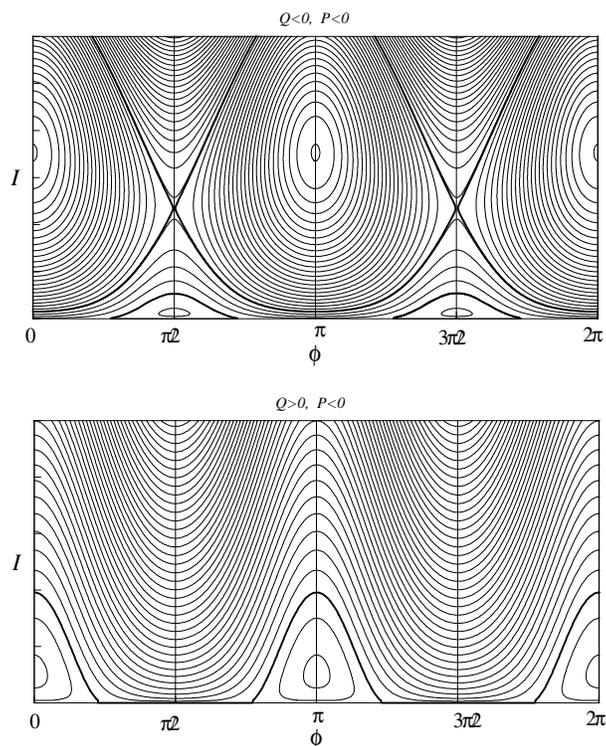


Рис. 1: Фазовый портрет (13) для случая нормальных орбит,  $P < 0$ , сверху —  $Q < 0$  и  $b < b_{\text{crit}}$ , внизу —  $Q > 0$ .

#### 4. Заключение

Мы установили, что критерий, предложенный Линден-Беллом [1], согласно которому большие оси эллипса орбиты звезд выстраиваются вдоль бара (максимума плотности) при положительности ЛБ-производной, не вполне строгий и в некоторых случаях может быть совсем неверным. На самом деле устойчивые ориентации определяются и другими факторами, которые в общем виде можно сформулировать как требование наличия *устойчивой стационарной точки*  $(I_*, \phi_*)$  на плоскости  $(I, \phi)$ , причем  $\phi_* = \pi/2, 3\pi/2$ . Именно это положение больших осей орбиты соответствует углу их ориентации вдоль максимума плотности.

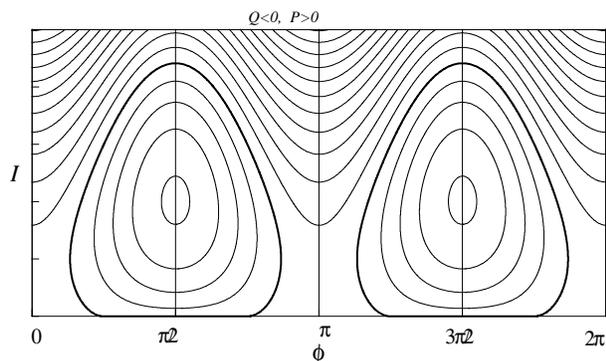


Рис. 2: Фазовый портрет (13) для случая абнормальных орбит  $P > 0$ ,  $Q < 0$ .

Кроме того, важную роль играет также знак амплитуды  $b$  усредненного потенциала. Он может оказаться отрицательным, если абсолютная величина амплитуды бара  $|A(r)|$  убывает на периферию достаточно быстро. Тогда выводы относительно ориентации, полученные нами в предположении  $b > 0$ , меняются на противоположные при тех же знаках производных скорости прецессии (ориентация осей вдоль бара сменяется на ориентацию перпендикулярно бару и наоборот).

Работа поддержана КП19-270 «Вопросы происхождения и эволюции Вселенной с применением методов наземных наблюдений и космических исследований» (подпрограмма II «Астрофизические объекты как космические лаборатории»), грантом Sonderforschungsbereich SFB 881 «The Milky Way System» Немецкого исследовательского фонда (DFG), грантом фонда «Volkswagen Foundation» No. 90411, а также в рамках базового финансирования программы ФНИ П. 16 (И.Ш.).

### Список литературы

1. D. Lynden-Bell, *MNRAS*, **187**, 101, 1979.
2. E. V. Polyachenko, *MNRAS*, **348**, 345, 2004.
3. E. V. Polyachenko, *MNRAS*, **357**, 559, 2005.



# Астрономические данные

## Архив изображений комет на сайте ИНАСАН

Сизова М.Д., Чупина Н.В., Верещагин С.В.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Организован архив изображений комет, наблюдавшихся в Звенигородской обсерватории ИНАСАН. Наблюдения проведены на Астрографе «Цейсс-400/2000» на интервалах времени от нескольких суток до нескольких месяцев. Предоставленный материал позволяет проследить возможные изменения морфологии комет по длинным рядам наблюдений. На период наблюдений пришлось появление на небе комет Хейла-Боппа, Хякутакэ, Галлея и ряда других примечательных комет.

## Archive of images of comets on the site INASAN

Sizova M.D., Chupina N.V., Vereshchagin S.V.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

We present an archive of cometary images observed at Zvenigorod Observatory of INASAN. Observations were carried out with the «Zeiss-400/2000» astrograph over the time intervals from several days to several months. Provided materials are interesting for tracing possible changes in the comet's morphology in the long series of observations. During these observations few large bright comets (Hale-Bopp, Hyakutake, Halley and a number of other notable comets) have appeared.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.059

### 1. Введение

Кометы — важные представители населения Солнечной системы. Их фундаментальные астрофизические параметры, такие как размеры хвоста и ядра, параметры орбиты и химический состав, могут быть надежно измерены благодаря достаточной близости пролетов к Земле и повышенному вниманию к их наблюдениям. Из-за частого отсутствия специальных программ наблюдений особую ценность представляют архивы продолжительных наблюдений комет. Большое количество снимков и протяженность во времени помогают изрядно уменьшить погрешность измерений, тем самым получив наиболее достоверные сведения о комете, потере массы и связанных процессах. Один из таких архивов имеется в Звенигородской обсерватории ИНАСАН [1]. В нем представлено множество неизученных ранее снимков комет.

Таблица 1: Список комет

Название кометы	код	кол-во пласт.	Период наблюдений
Шайн-Шалдеха	61P/Shajn-Schaldach	2	с 13.02.1980 по 18.02.1980
Брэдфилда	C/1979 Y1	2	с 11.04.1980 по 15.04.1980
Panther	1980u	4	с 25.02.1981 по 21.04.1981
ИРАС-Араки-Алькока	C/1983 H1	7	с 09.05.1983 по 11.05.1983
Темпеля	9P/Tempel 1	2	с 10.05.1983 по 13.05.1983
Чернис	C/1983 O1	4	с 02.09.1983 по 14.09.1983
Кроммелина	27P/Crommelin	18	с 01.02.1984 по 10.03.1984
Хартли-ИРАС	161P/Hartley-IRAS	10	с 21.03.1984 по 21.05.1984
Шумейкер-LINEAR	146P/Shoemaker-LINEAR	4	с 30.10.1984 по 14.11.1984
Леви-Руденко	C/1984 V1	3	с 24.02.1985 по 27.02.1985
Джакобини-Циннера	21P/Giacobini-Zinner	41	с 14.08.1985 по 18.10.1985
Галлея	1P/Halley	20	с 25.08.1985 по 28.12.1985
Тиле	C/1985 T1	2	с 27.10.1985 по 21.11.1985
Ciffreo	108P/Ciffreo	2	с 22.11.1985 по 08.12.1985
Вильсон	C/1986 P1	5	с 05.09.1986 по 08.12.1986
Брэдфилда	C/1987 P1	3	с 10.11.1987 по 09.12.1987
Макхольца 2	141P/Machholz 2	8	с 02.09.1994 по 17.10.1994
Брэдфилда	C/1995 Q1	2	с 05.10.1995 по 06.10.1995
Де Вико	122P/DeVico	13	с 05.10.1995 по 28.10.1995
Хякутакэ 2	C/1996B2	28	с 14.03.1996 по 15.04.1996
Хейла-Бопша, [2]	C/1995 O1	60	с 17.08.1996 по 29.04.1997
Табур	C/1996 Q1	5	с 10.10.1996 по 12.10.1996
Икэя-Чжана	153P/Ikeya-Zhang	19	с 01.02.2002 по 18.03.2002

## 2. Каталог фотопластинок

Наблюдения проводились на астрографе «Цейсс-400/2000»<sup>1</sup>, который имеет объектив диаметром 40 см с фокусным расстоянием 203 см. Чаще всего фотографирование велось на пластинках с размерами 30 × 30 см, охватывающих область неба размером 8° × 8°. Использовались фотопластинки и меньших размеров (15 × 15 см и 9 × 12 см) с соответственно меньшим охватом неба. В табл. 1 приведены название, международный код, количество фотопластинок и период наблюдений комет.

Хронологически связанные ряды наблюдений позволяют проследить изменения деталей строения комет Хейла-Бопша, Хякутакэ и других, менее ярких.

<sup>1</sup>inasan.ru/divisions/zvenigorod/instr/

### 3. Комментарии по отдельным кометам

Комета **Макхольца 2** (141P/Machholz 2) оказалась слабее, чем ожидалось. Кометных хвостов на снимках нет.

Комета **ИРАС-Араки-Алькока** (C/1983 H1 IRAS-Araki-Alcock) — яркая ( $2^m$ ) комета, быстро ушла.

Комета **Кроммелина** (27P/Crommelin) — короткопериодическая комета с периодом 28 лет, имеет орбиту, схожую с орбитой кометы Галлея. По этой причине наблюдения проводились в качестве тестовых перед наблюдениями кометы Галлея. Изображения получились слабые, хвост кометы не виден.

Комета **Хякутакэ 1** (C/1995 Y1 Nyakutake), как и Большая комета C/1996 B2, открыта Ю. Хякутакэ, но была значительно слабее. Имеется 10 изображений, которые могут быть сканированы по запросу.

Комета **Икэя-Джана** (153P/Ikeya-Zhan) 18 марта 2002 г. прошла перигелий, при этом ее видимая звездная величина достигла  $3.5^m$ . Комета была видна невооруженным глазом.

Знаменитая комета **Галлея** (1P/Halley) 9 февраля 1986 г. прошла перигелий в созвездии Водолея (примерно от  $+2^\circ$  до  $-24^\circ$  по склонению). Наблюдения в Звенигороде проводились в ноябре-декабре 1985 г. задолго до перигелия, при этом комета находилась на  $\delta = -10^\circ$ : низко над горизонтом, в вечернее время. Наблюдения выполнялись для уточнения орбиты (астрометрия), хвоста кометы на изображениях нет.

Особенно близко приближалась комета **Хейла-Боппа** (C/1995 O1 Hale-Bopp). Получены интересные сканы в каталоге изображений кометы [2]: пластинка 3731 — появление струй и вихрей в пылевом хвосте; 3738, 3740 и 3741 — комета на наиболее близком расстоянии от Земли (приблизительно 1.31 а.е., по данным генератора эфемерид NASA HORIZONS (<https://ssd.jpl.nasa.gov>)); 3753 — до перигелия, 3754 — после прохождения перигелия; 3696 — впервые отчетливо заметно разделение хвоста на струи; 3708Z — хорошо различимы мелкие детали в струях газа.

### 4. Специфика электронных архивов

Каковы преимущества и недостатки фотонаблюдений по сравнению с ПЗС-приемниками при регистрации протяженного объекта? Фотографические и ПЗС наблюдения проводились практически на одном интервале времени. По величине разрешения ПЗС выигрывают —

0".1 – 1".0 [3, 4] по сравнению с фотопластинками, где оно приблизительно равно 2". В обоих случаях разрешение достаточно для изучения таких явлений, как струи, вихри и другие детали изображений. Однако, по полю фотонаблюдения имеют преимущество, так как обычно ПЗС-наблюдения имеют поле размером до 3 градусов. Качество фотонаблюдений обеспечивалось и тем, что астрономические эмульсии ZU21 (ORWO) и HT-1AC создавались специально для широкоугольных астрографов.

## 5. Особенности нашего архива

Иногда на один негатив делалось по несколько экспозиций разной длительности, от 5 секунд до 6 минут. Ориентируя пластинку так, чтобы хвост располагался по диагонали, удалось получить, например, изображение хвоста кометы Хейла-Боппа длиной до 7° (25 см). При сканировании интерполяция не применялась. Размер 1 пикселя – 16 микрон (близок к размеру зерна негатива), разрешение – 1600 dpi (соответствует разрешению сканера), охвачен весь тоновый диапазон (от 0 до 255).

Имена файлов начинаются с ZVN040 (ZVN – Звенигород, 040 – астрограф). Затем пробел, далее номер пластинки (6 символов). Пример: пластинка с номером 750 хранится в файлах «ZVN040 000750.tif», «ZVN040 000750.jpg», «ZVN040 000750.fits».

Для каждой пластинки имеется 3 файла:

1. preview большого размера, tiff, 1200 dpi, 24bit-color (ZVN040 000750.tif);
2. preview меньшего размера, jpeg, color, dpi подобрано до размера файла 2–3 Мб (ZVN040 000750.jpg);
3. рабочий скан, fits, 1600 dpi, 16 bit серый (ZVN040 000750.fits), режим «Positive film».

Первые два получены с помощью Photoshop, рабочий скан – с помощью scanfits3. На preview-изображениях сохранены все надписи наблюдателя, на рабочих сканах – убраны.

Адрес архива: <http://www.inasan.ru/divisions/zvenigorod/scan/>;  
[http://www.inasan.ru/divisions/zvenigorod/scan/scan\\_hyakutake\\_comet/](http://www.inasan.ru/divisions/zvenigorod/scan/scan_hyakutake_comet/).

Ниже на рис. 1 и рис. 2 для короткопериодических и долгопериодических комет, соответственно, представлены следующие параметры: период, количество пластинок, ближайший год приближения.



Рис. 1: Параметры короткопериодических комет. В овалах — год сближения кометы с Землей, в кружках — количество изображений в архиве. Столбиками показаны значения периодов в годах (шкала слева).

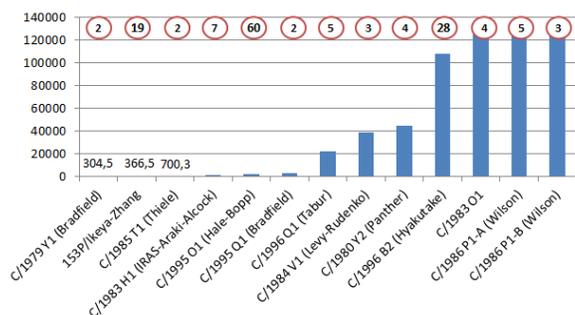


Рис. 2: Параметры долгопериодических комет. В кружках дано число изображений в архиве. Столбиками показаны значения периодов. Столбиками показаны значения периодов в годах (шкала слева)

## 6. Заключение

Представлен общедоступный электронный архив уникальных, ранее не опубликованных изображений комет. Архив организован нами на сайте ИНАСАН, частично заполнен данными, для которых он готов к работе. Будет заполняться по мере готовности данных для отдельных комет. Следует отметить, что ведутся и другие подобные архивы, на-

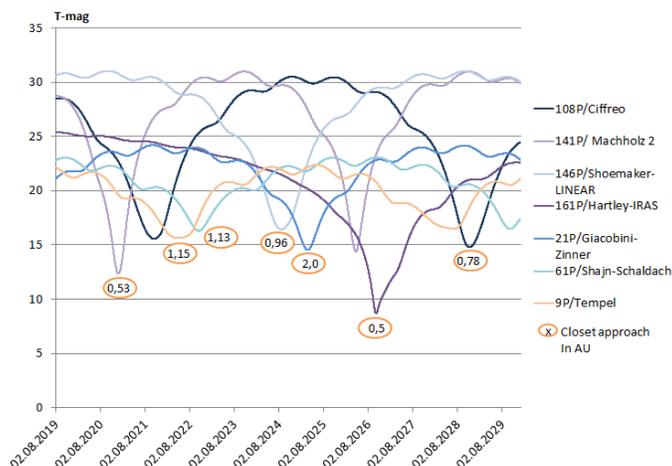


Рис. 3: Приблизительная видимая интегральная звездная величина комет (T-mag) на возможные периоды наблюдений. В овалах представлены минимальные сближения в а.е.

пример, веб-архив APPLAUSE<sup>2</sup>, архивы фотонаблюдений SIMBAD<sup>3</sup>, архив Пулковской обсерватории<sup>4</sup>, Comet Watch<sup>5</sup> и другие.

По нашим изображениям возможно изучить поведение комет на различных расстояниях от Солнца, установить особенности истечения газов, характер их структуры, сделать оценки размеров и выполнить поиск метеорных потоков, связанных, например, с замеченными катастрофическими изменениями в хвостах комет. На рис. 3 показаны интегральные звездные величины на период до 2029 г. для комет, достаточно ярких для наблюдений на телескопах ИНАСАН. Благоприятные даты наблюдений отмечены овалами.

Авторы благодарят А.П. Карташову за помощь в размещении данных на сервере ИНАСАН и С.И. Барабанова за полезные советы. Разделы 5 и 6 выполнены М.Д. Сизовой при поддержке Российского научного фонда (РНФ, номер гранта 17-12-01441).

<sup>2</sup><https://www.aip.de/en/news/science/applause>

<sup>3</sup><http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

<sup>4</sup><http://www.puldb.ru/db/plates/index.php>

<sup>5</sup><http://www.cometwatch.co.uk/>

**Список литературы**

1. S. V. Vereshchagin and N. V. Chupina, *Baltic Astronomy*, **21**, 366, 2012.
2. S. V. Vereshchagin, V. P. Osipenko, and E. S. Postnikova, *Solar System Research*, **51**, 157, 2017.
3. H. A. Weaver, P. D. Feldman, M. F. A'Hearn, C. Arpigny, J. C. Brandt, and S. A. Stern, *Icarus*, **141**, 1, 1999.
4. T. L. Hayward and M. S. Hanner, *Science*, **275**, 1907, 1997.

## Применение современных обзоров для исследования межзвездного поглощения

Сичевский С.Г., Малков О.Ю.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Многоцветная фотометрия, содержащаяся в современных больших обзорах неба, может быть использована для параметризации звезд и межзвездной среды. Основная цель настоящей работы — представить основные современные фотометрические обзоры, данные из которых, после кросс-отождествления, могут быть использованы для определения параметров сотен миллионов звезд и могут служить для построения трехмерной карты межзвездного поглощения в Галактике.

## Modern surveys for estimation of the extinction map

Sichevsky S. G., Malkov O. Yu.

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Multicolor photometric data from large modern surveys can be used for parameterization of stars and interstellar medium. The principal goal of the present work is to present and discuss modern photometric surveys, which can be used, after cross-identification, to estimate parameters for hundreds of millions of stars and to construct a 3D interstellar extinction map in the Milky Way Galaxy.

DOI: 10.26087/INASAN.2019.4.2.060

### 1. Введение

Межзвездное поглощение из-за пылевых частиц изменяет распределение энергии в спектре звезды так, что это приводит к ее покраснению. По этой причине исследование звезд и межзвездного поглощения — задачи взаимосвязанные и сопутствующие друг другу. Для совместного исследования излучения большого количества звезд обычно применяют многоцветную фотометрию, то есть измерение потока излучения в определенных участках спектра (полосах). В современных обзорах накоплены результаты многополосных фотометрических наблюдений миллионов звезд, а методы отождествления [1, 2] объектов в разных обзорах позволяют анализировать их, по возможности используя все фотометрические данные.

Создание на основе фотометрических наблюдений с использованием априорных данных карты межзвездного поглощения и распре-

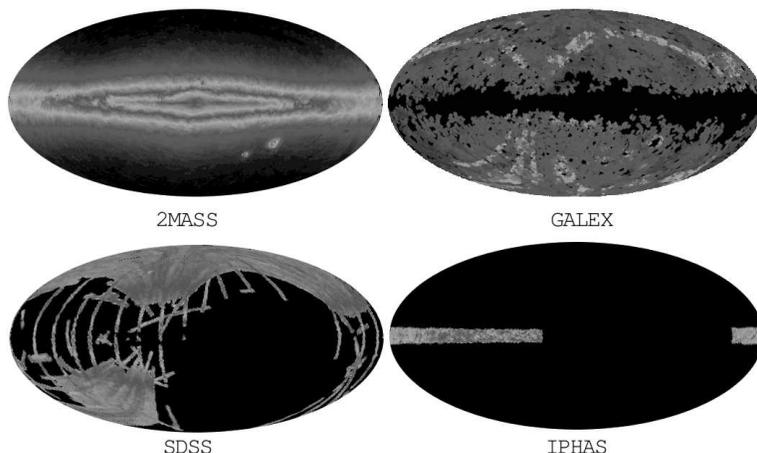


Рис. 1: Покрытие неба наблюдениями, выполненными в обзорах 2MASS, GALEX, SDSS и IPHAS (система координат — галактическая).

деления пыли в Галактике, используя, например, теоретико-вероятностный подход [3], является важной с практической точки зрения задачей. Кроме того, теоретико-вероятностный подход позволяет использовать любые предварительные знания (априорные данные), например ограничения на значения оцениваемых характеристик звезды. В частности, это позволяет совместно использовать результаты фотометрических и спектральных наблюдений, таких как оценка температуры звезды, например из обзора LAMOST, охватывающего почти половину небесной сферы [4].

В данной работе рассмотрены обзоры: GALEX, SDSS, 2MASS, IPHAS, Pan-STARRS, Gaia, результаты наблюдений которых планируется использовать как необходимые исходные данные для решения задачи оценки характеристик звезд и межзвездного поглощения. На рис. 1 показано покрытие неба некоторыми из указанных обзоров.

## 2. GALEX

Обзор GALEX (GALaxy Evolution eXplorer) является результатом работы космической миссии GALEX в период с 2003 по 2012 гг. В нем представлены результаты наблюдений примерно 65 млн. объектов в

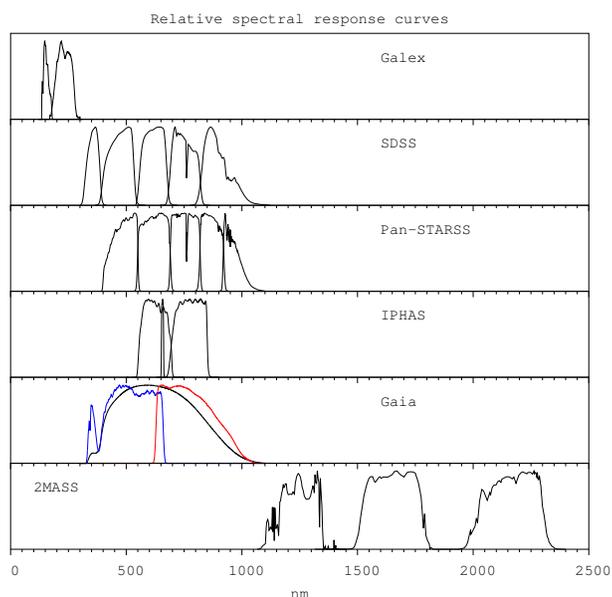


Рис. 2: Нормализованные кривые реакции полос фотометрических систем рассматриваемых обзоров.

двух полосах — в ближнем ( $NUV \sim 154$  нм) и дальнем ( $FUV \sim 232$  нм) ультрафиолетовом диапазоне. В качестве приемника излучения применялся МКП, поэтому из наблюдений исключались яркие объекты и область галактической плоскости. Кривые реакции полос фотометрической системы GALEX показаны на рис. 2.

В соответствии с работой [5] для объектов с блеском от  $15^m$  и  $17^m$  точность калибровки фотометрии  $NUV$  и  $FUV$  —  $0^m.03$  и  $0^m.05$ , соответственно. Дополнительную информацию об обзоре можно найти на его официальном сайте<sup>1</sup>.

### 3. 2MASS

Инфракрасный обзор 2MASS (Two Micron All-Sky Survey) был получен в результате наблюдения всего неба в 1997–2001 гг. двумя назем-

<sup>1</sup>[www.galex.caltech.edu](http://www.galex.caltech.edu)

ными 1.3-м телескопами в Аризоне (северное полушарие) и в Чили (южное полушарие) [6]. В нем представлена инфракрасная фотометрия в полосах  $J$ ,  $H$ ,  $K_S$ , кривые реакции которых показаны на рис. 2, для примерно 470 млн. источников.

Повторные наблюдения одних и тех же объектов показали, что фотометрическая точность для объектов с  $8^m.5 < K_S < 13^m$  находится в диапазоне от  $0^m.02$  до  $0^m.03$ .

#### 4. SDSS

Наблюдения в рамках обзора SDSS (Sloan Digital Sky Survey) были начаты в 2000 г. и планируются по крайней мере до 2020 г. Наблюдения выполняются с помощью наземных телескопов в фотометрической системе из пяти фильтров  $u$ ,  $g$ ,  $r$ ,  $i$  и  $z$  (см. рис. 2). Результаты наблюдений включают не только изображения, но и спектры объектов.

В 2019 г. проект находится на стадии SDSS-IV (2014–2020), а площадь покрытия составляет 35% небесной сферы. Фотометрическая точность наблюдений не превышает  $0^m.01$ . Подробную информацию об обзоре и его текущем статусе можно найти на его официальном сайте<sup>2</sup>.

#### 5. Pan-STARRS

Система Pan-STARRS (Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System) состоит из нескольких наземных телескопов, расположенных на Гавайях, Система Pan-STARRS доступна областью площадью  $3/4$  всего неба, которая будет сканироваться три раза в месяц.

В 2019 г. введены в строй два телескопа из четырех с диаметром зеркала 1.8 м и полем зрения 7 кв. градусов. Наблюдения выполняются в полосах  $g$ ,  $r$ ,  $i$ ,  $z$ ,  $y$ , кривые реакции которых приведены на рис. 2. В соответствии с работой [7] точность фотометрических наблюдений не превышает  $0^m.02$ . Дополнительные сведения о проекте могут быть найдены на его официальном сайте<sup>3</sup>.

#### 6. Gaia

Астрометрическая космическая миссия Gaia была запущена в 2013 г. и на сегодняшний день предоставляет самую точную позиционную информацию для большого числа звезд Галактики. Предполагается,

---

<sup>2</sup>[www.sdss.org](http://www.sdss.org)

<sup>3</sup>[panstarrs.stsci.edu](http://panstarrs.stsci.edu)

что с помощью Gaia будет составлена трехмерная карта Галактики с указанием координат, собственного движения и спектрального класса около миллиарда звезд. Кроме этого, в рамках миссии Gaia проводятся фотометрические наблюдения в полосах  $G$ ,  $G_{BP}$  и  $G_{RP}$ , кривые реакции которых показаны на рис. 2.

В 2016 г. был опубликован первый каталог проекта, DR1, который содержит позиционную информацию и фотометрию в полосе  $G$  для 1.1 млрд. объектов [8]. Второй каталог, DR2, опубликован в 2018 г. и содержит фотометрию уже в трех полосах  $G$ ,  $G_{BP}$  и  $G_{RP}$ , для 1.4 млрд. объектов.

## 7. IPHAS

Обзор IPHAS (INT/WFC Photometric H-Alpha Survey of the Northern Galactic Plane) был выполнен на телескопе с зеркалом 2.5 м, установленном на входящем в Канарский архипелаг остров Ла-Пальма. Наблюдения проводились только в области галактической плоскости (см. рис. 1) в двух широких полосах  $r$  и  $i$ , а также в одной узкой полосе H-alpha, кривые реакции которых показаны на рис. 2.

В 2014 г. был опубликован второй каталог, DR2, которой содержит фотометрию в трех полосах для 219 млн. объектов. Дополнительную информацию об обзоре можно найти на его официальном сайте<sup>4</sup>.

## 8. Заключение

В статье обсуждаются современные большие фотометрические обзоры, в частности, приведены сведения о кривых реакции и точности фотометрических полос. Будучи использованной совместно, содержащаяся в данных обзорах информация позволяет определять параметры звезд и межзвездной среды.

## Список литературы

1. S. V. Karpov, O. Y. Malkov, and A. V. Mironov, *Astron. Bull.*, **67**, 82, 2012.
2. O. Malkov, O. Dluzhnevskaya, S. Karpov, E. Kilpio, A. Kniazev, A. Mironov, and S. Sichevskij, *Baltic Astronomy*, **21**, 319, 2012.
3. S. G. Sichevskij, *Astron. Bull.*, **72**, 141, 2017.
4. A.-L. Luo, Y.-H. Zhao, G. Zhao, L.-C. Deng, et al., *Research in Astronomy and Astrophysics*, **15**, 1095, 2015.

---

<sup>4</sup>[www.iphas.org](http://www.iphas.org)

5. P. Morrissey, T. Conrow, T. A. Barlow, T. Small, et al., *ApJS*, **173**, 682, 2007.
6. M. F. Skrutskie, R. M. Cutri, R. Stiening, M. D. Weinberg, et al., *AJ*, **131**, 1163, 2006.
7. J. L. Tonry, C. W. Stubbs, K. R. Lykke, P. Doherty, et al., *ApJ*, **750**, 99, 2012.
8. Gaia Collaboration, A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al., *A&A*, **595**, A2, 2016.

## Содержание

<b>Образование звезд и планет</b>	<b>3</b>
<i>Акимкин В.В.</i> Размеры протопланетных дисков . . . . .	4
<i>Акимкин В.В., Павлюченков Я.Н.</i> Спектральный индекс в дальнем инфракрасном диапазоне для протопланетного диска с пористой пылью . . . . .	9
<i>Топчиева А.П., Павлюченков Я.Н., Акимкин В.В., Кирсано- ва М.С.</i> Моделирование инфракрасных спектров обла- стей НП . . . . .	15
<i>Топчиева А.П., Вибе Д.З.</i> Связь галактических областей НП с внегалактическими областями звездообразования . .	21
<i>Максимова Л.А., Павлюченков Я.Н., Воробьев Э.И.</i> Анализ конвективно-неустойчивых областей, возникающих при моделировании эволюции протопланетного диска . . .	27
<i>Павлюченков Я.Н.</i> Темп нагрева в модели диффузионного аккреционно-декреционного диска . . . . .	34
<i>Молярова Т.С., Акимкин В.В., Воробьев Э.И.</i> Распределение летучих соединений в самогравитирующем протозвезд- ном диске . . . . .	40
<i>Молярова Т.С., Элбакян В.Г.</i> Химический отклик вспышек аккреции в погруженных фуорах . . . . .	45
<i>Молярова Т.С., Вибе Д.З.</i> Сопоставление наблюдаемых со- держаний сложной органики в V883 Ori с результатами астрохимического моделирования . . . . .	50
<i>Гришанова И.А., Молярова Т.С., Сачков М.Е.</i> Поиск канди- датов в переменные типа Т Таурі в ассоциации Serpens- Aquila . . . . .	56
<i>Борщева Е.В., Вибе Д.З.</i> Астрохимические базы данных как источник неопределенности при моделировании . . . .	61
<b>Методы астрономии</b>	<b>67</b>
<i>Пахомов Ю.В., Горда С.Ю.</i> Калибровка BVRI-фотометра телескопа АстроСиб-500RC Коуровской обсерватории .	68
<i>Пахомов Ю.В.</i> Оценка точности измерения эквивалентных ширин . . . . .	73
<i>Пахомов Ю.В., Рябчикова Т.А.</i> Эволюция VALD . . . . .	79
<i>Николенко И.В., Крючков С.В., Барабанов С.И., Волков И.М.</i> Телескопы Симеизской обсерватории ИНАСАН: сегодняшнее состояние и перспективы . . . . .	85

<i>Ибрагимов М.А.</i> Сеть ИНАСАН: опыт создания широкоугольных 1м телескопов . . . . .	93
<i>Кузин С.П.</i> Методика обработки ДОРИС измерений формата RINEX . . . . .	99
<i>Кузин С.П.</i> Сравнительный анализ современного состояния отечественной системы фундаментального геодезического обеспечения и обоснование необходимости ее мониторинга . . . . .	104
<i>Рыжлова Л.В., Клойков А.А.</i> Космическая геодезия: от первого ИСЗ до современных космических технологий . . . . .	110
<i>Леонов В.А., Крючков С.В., Мазуров В.А.</i> Техническое обеспечение наблюдений слабых поточных метеоров . . . . .	116
<i>Панчук В.Е., Клочкова В.Г., Юшкин М.В., Сачков М.Е., Марченко Д.В.</i> Эффективность спектроскопических наблюдений звезд. I. Параметры спектральных линий . . . . .	122
<i>Панчук В.Е., Клочкова В.Г., Юшкин М.В., Сачков М.Е., Кулагин Е.С., Марченко Д.В.</i> Эффективность спектроскопических наблюдений звезд. II. Профили и смещения линий. Некоторые технические решения . . . . .	132
<i>Сичевский С.Г., Сачков М.Е., Шмагин В.Е., Иосипенко С.В., Архангельский Р.Н., Шустов Б.М., Шугаров А.С., Шостак С.В.</i> Оптимизация оптической схемы БКП для реализации научных задач проекта «Спектр-УФ» . . . . .	140
<i>Сичевский С.Г., Иосипенко С.В., Шмагин В.Е., Сачков М.Е., Шостак С.В.</i> Концепция малого космического аппарата для наблюдений в УФ-диапазоне . . . . .	146
<i>Шугаров А.С.</i> Моделирование совместной работы космической системы СОДА и наземного телескопа GWAC для обнаружения опасных астероидов декаметрового размера . . . . .	152
<i>Мусаев Ф.А., Барабанов С.И., Сергеев А.В.</i> Многомодовый спектрограф фокуса Кассегрен (MMCS) телескопа Zeiss-2000 обсерватории Пик Терскол . . . . .	158
<b>Экзопланеты</b>	<b>171</b>
<i>Пузин В.Б., Сизова М.Д.</i> Спектральные наблюдения звезд с экзокометной активностью . . . . .	172
<i>Сизова М.Д., Павлюченков Я.Н., Нароенков С.А.</i> Моделирование орбит экзокомет в системе $\beta$ Живописца . . . . .	179

<b>Переменные звезды</b>	<b>185</b>
<i>Пахомов Ю.В.</i> Моделирование профилей линий дублета натрия в спектре активного гиганта PZ Моп . . . . .	186
<i>Ибрагимов М.А., Гранкин К.Н.</i> Ревизованный статус переменной IX Орh . . . . .	192
<i>Ибрагимов М.А.</i> Красные вспышки у переменной IX Орh . .	199
<i>Ибрагимов М.А., Гранкин К.Н.</i> Фуор V1057 Суг; блеск, цвета и квазипериоды в 1983–2003 гг. . . . .	205
<b>Тесные двойные звезды и околозвездные диски</b>	<b>213</b>
<i>Юнгельсон Л.Р., Пьерсанти Л., Торнамбе А., Кристало С.</i> Термоядерные вспышки звезд типа AM CVn . . . . .	214
<i>Федорова А.В., Тутуков А.В.</i> Разрушение звезды в ходе эволюции системы «звезда – черная дыра промежуточной массы» . . . . .	221
<i>Каршцкая Е.А., Бочкарев Н.Г.</i> К вопросу о «часовом механизме» в рентгеновской системе Her X-1=HZ Her . . . .	227
<i>Сытов А.Ю., Кононов Д.А.</i> О методе непосредственного наблюдения прецессионной спиральной волны плотности в аккреционных дисках катаклизмических переменных звезд . . . . .	233
<b>Звезды и звездная эволюция</b>	<b>243</b>
<i>Малков О.Ю., Ковалева Д.А., Жуков А.О., Длужневская О.Б.</i> Оценка периода для визуальных двойных систем . . . . .	244
<i>Малков О.Ю., Негу С.Х., Тессема С.Б.</i> Статистический анализ полуразделенных затменных двойных . . . . .	251
<i>Малков О.Ю., Князев А.Ю., Катков И.Ю.</i> Соотношение масса-светимость быстро и медленно вращающихся звезд .	257
<i>Сичевский С.Г.</i> Построение карты поглощения в Галактике. Расчет блеска звезды . . . . .	264
<i>Сичевский С.Г., Малков О.Ю., Жао Г.</i> Соотношение между радиусом и атмосферными параметрами звезд . . . . .	272
<b>Солнечная система</b>	<b>277</b>
<i>Барabanов С.И., Волков И.М., Кравцова А.С., Николенко И.В., Крючков С.В.</i> Фотометрические исследования АСЗ в ИНАСАН в 2008–2010 гг. . . . .	278

<i>Бахтигараев Н.С.</i> Результаты наблюдений космических объектов на телескопе Сантел-500 Звенигородской обсерватории . . . . .	287
<i>Карташова А.П., Пузин В.Б., Диаз А.А., Эстрада Р.З.</i> Наблюдения метеорного потока Геминид на Кубе в 2017 году . . . . .	294
<i>Карташова А.П., Болгова Г.Т.</i> Анализ спорадического метеорного фона по наблюдениям ИНАСАН . . . . .	300
<i>Левкина П.А., Сергеев А.В.</i> Характеристики новых объектов космического мусора, обнаруженных в Терскольской обсерватории . . . . .	306
<i>Левкина П.А., Бахтигараев Н.С., Рыжлова Л.В., Горшков А.П., Карпов Н.В., Сергеев А.В., Тарадий В.К., Чазов В.В.</i> О популяции малоразмерных фрагментов космического мусора геостационарной зоны . . . . .	312
<i>Леонов В.А.</i> Верификация измеренных яркостей метеоров на основе программных пакетов UFO Analyzer и Meteors Magnitude . . . . .	318
<i>Клюйков А.А.</i> Определение компонентов тензора гравитационного потенциала уровня 1b . . . . .	325
<i>Эбауэр К.В.</i> О возможности спутниковой коллокации лазерных и доплеровских измерений на спутниках JASON-2/JASON-3 . . . . .	330
<i>Сизова М.Д., Ефремова Е.В., Верещагин С.В.</i> Фотографические наблюдения кометы Джакобини-Циннера в Звенигородской обсерватории . . . . .	337
<i>Нароенков С.А., Сизова М.Д., Шустов Б.М.</i> Об уточнении орбит астероидов — потенциальных источников полезных ископаемых на будущее . . . . .	343
<i>Сизова М.Д., Шустов Б.М.</i> О пучковых методах отклонения опасных небесных тел . . . . .	349
<i>Шустов Б.М.</i> О спектрах масс астероидов, метеороидов и космического мусора . . . . .	356
<b>Структура, динамика, кинематика и эволюция звездных систем</b>	<b>365</b>
<i>Сичевский С.Г.</i> Расчет звездных величин в современных фотометрических системах . . . . .	366

---

<i>Шпигель Л.В., Поляченко Е.В.</i> Q-барьер и формирование спиральных волн плотности в газовых и звездных дисках . . . . .	374
<i>Шпигель Л.В., Поляченко Е.В.</i> Формирование псевдобалджа в галактиках типа Млечный Путь как результат действия изгибной неустойчивости . . . . .	381
<i>Шухман И.Г., Поляченко Е.В.</i> Устойчивые ориентации орбит в дисковых галактиках с баром . . . . .	389
<b>Астрономические данные</b>	<b>397</b>
<i>Сизова М.Д., Чупина Н.В., Верещагин С.В.</i> Архив изображений комет на сайте ИНАСАН . . . . .	398
<i>Сичевский С.Г., Малков О.Ю.</i> Применение современных обзоров для исследования межзвездного поглощения . . .	405

## Contents

<b>Formation of stars and planets</b>	<b>3</b>
<i>Akimkin V.V.</i> Protoplanetary disk sizes . . . . .	4
<i>Akimkin V.V., Pavlyuchenkov Ya.N.</i> Far infrared spectral index for protoplanetary disk with porous dust . . . . .	9
<i>Topchieva A.P., Pavlyuchenkov Ya.N., Akimkin V.V., Kirsanova M.S.</i> The simulation of infrared spectra towards HII regions . . . . .	15
<i>Topchieva A.P., Wiebe D.S.</i> Connection between Galactic HII regions and extragalactic star forming complexes . . . . .	21
<i>Maksimova L.A., Pavlyuchenkov Ya.N., Vorobyov Ed.I.</i> Analysis of convectively unstable areas arising from the simulation of evolution of a protoplanetary disk . . . . .	27
<i>Pavlyuchenkov Ya.N.</i> Heating rate in the model of the diffusion accretion-decretion disk . . . . .	34
<i>Molyarova T.S., Akimkin V.V., Vorobyov E.I.</i> Distribution of volatiles in self-gravitating protostellar disk . . . . .	40
<i>Molyarova T.S., Elbakyan V.G.</i> Chemical impact of FUor out- burst in embedded objects . . . . .	45
<i>Molyarova T.S., Wiebe D.S.</i> Complex organics in V883 Ori: comparing observations with astrochemical modelling re- sults . . . . .	50
<i>Grishanova I.A., Molyarova T.S., Sachkov M.E.</i> Search for T Tauri star candidates in the Serpens-Aquila association	56
<i>Borshcheva E.V., Wiebe D.S.</i> Astrochemical databases as a source of modelling uncertainty . . . . .	61
<b>Methods for Astronomy</b>	<b>67</b>
<i>Pakhomov Yu.V., Gorda S.Yu.</i> Calibration of the <i>BVRI</i> pho- tometer of the AstroSib-500RC telescope at Kourvka Ob- servatory . . . . .	68
<i>Pakhomov Yu.V.</i> Accuracy estimation of equivalent width mea- surements . . . . .	73
<i>Pakhomov Yu.V., Ryabchikova T.A.</i> Evolution of VALD . . . . .	79
<i>Nikolenko I.V., Kryuchkov S.V., Barabanov S.I., Volkov I.M.</i> Telescopes of the INASAN Simeiz Observatory: current state and prospects . . . . .	85
<i>Ibrahimov M.A.</i> INASAN network: wide-field 1m telescope cre- ation experience . . . . .	93

<i>Kuzin S.P.</i> The method of the RINEX DORIS data processing	99
<i>Kuzin S.P.</i> Comparative analysis of the current status of the national fundamental geodetic support system and the rationale for its monitoring	104
<i>Rykhlova L.V., Klyukov A.A.</i> Space geodesy: from the first satellite to modern space technologies	110
<i>Leonov V.A., Kryuchkov S.V., Mazurov V.A.</i> Technical support of observations of weak stream meteors	116
<i>Panchuk V.E., Klochkova V.G., Yushkin M.V., Sachkov M.E., Marchenko D.V.</i> Stellar spectroscopic observation efficiency. I. Spectral line parameters	122
<i>Panchuk V.E., Klochkova V.G., Yushkin M.V., Sachkov M.E., Kulagin E.S., Marchenko D.V.</i> Stellar spectroscopic observation efficiency. II. Spectral line profiles and Doppler shifts. Technical solutions	132
<i>Sichevsky S.G., Sachkov M.E., Shmagin V.E., Iosipenko S.V., Arkhangelsky R.N., Shustov B.M., Shugarov A.S., Shostak S.V.</i> Optical optimization of the FCU design in accordance with scientific objectives of “Spektr-UF” mission	140
<i>Sichevsky S.G., Iosipenko S.V., Shmagin V.E., Sachkov M.E., Shostak S.V.</i> A concept of a CubeSat for UV observations	146
<i>Shugarov A.S.</i> Simulation of the joint operation of the space system SODA and the ground-based telescope GWAC to detect dangerous asteroids of decameter size	152
<i>Musaev F.A., Barabanov S.I., Sergeev A.V.</i> Multi Mode Cassegrain Spectrometer of telescope Zeiss-2000 at Peak Terskol observatory	158
<b>Exoplanets</b>	<b>171</b>
<i>Puzin V.B., Sizova M.D.</i> Spectral observations of stars with exocomet activity	172
<i>Sizova M.D., Pavlyuchenkov Ya.N., Naroenkov S.A.</i> Modeling of exocomet orbits in $\beta$ Pictoris system	179
<b>Variable stars</b>	<b>185</b>
<i>Pakhomov Yu.V.</i> Modelling of line profiles for the sodium doublet in spectrum of an active giant PZ Mon	186
<i>Ibrahimov M.A., Grankin K.N.</i> Revised status of variable IX Oph	192
<i>Ibrahimov M.A.</i> Red flares on variable IX Oph	199

<i>Ibrahimov M.A., Grankin K.N.</i> FUor V1057 Cyg: brightness, colors and quasi-periods in 1983–2003 . . . . .	205
<b>Close binary stars and circumstellar disks</b>	<b>213</b>
<i>Yungelson L.R., Piersanti L., Tornambé A., Cristalo S.</i> Thermonuclear outbursts of AM CVn stars . . . . .	214
<i>Fedorova A.V., Tutukov A.V.</i> Destruction of the star in the course of evolution of system star – intermediate-mass black hole . . . . .	221
<i>Karitskaya E.A., Bochkarev N.G.</i> On the “clock-work” mechanism in X-ray binary Her X-1=HZ Her . . . . .	227
<i>Sytov A.Yu., Kononov D.A.</i> A method of direct observation of the spiral precessional density wave in accretion disks of cataclysmic variables . . . . .	233
<b>Stars and Stellar Evolution</b>	<b>243</b>
<i>Malkov O.Yu., Kovaleva D.A., Zhukov A.O., Dluzhnevskaya O.B.</i> Estimation of period of visual binaries . . . . .	244
<i>Malkov O.Yu., Negu S.H., Tessema S.B.</i> Statistical analysis of semi-detached eclipsing binaries . . . . .	251
<i>Malkov O.Yu., Kniazev A.Yu., Katkov I.Yu.</i> Mass-luminosity relation of fast and slow rotators . . . . .	257
<i>Sichevsky S.G.</i> Construction of an extinction map in the Galaxy. Calculation of stellar magnitude . . . . .	264
<i>Sichevsky S.G., Malkov O.Yu., Zhao G.</i> Relation between stellar radius and atmospheric parameters . . . . .	272
<b>Solar System</b>	<b>277</b>
<i>Barabanov S.I., Volkov I.M., Kravtsova A.S., Nikolenko I.V., Kryuchkov S.V.</i> Photometric investigations of NEA in Institute of Astronomy of the RAS in 2008–2010 . . . . .	278
<i>Bakhtigaraev N.S.</i> Results of observations of space objects on the telescope Santel-500 Zvenigorod Observatory . . . . .	287
<i>Kartashova A.P., Puzin V.B., Diaz A.A., Estrada R.Z.</i> Cuban observations of the Geminid meteor shower in 2017 . . . . .	294
<i>Kartashova A.P., Bolgova G.T.</i> Analysis of sporadic meteor background by INASAN observations . . . . .	300
<i>Levkina P.A., Sergeev A.V.</i> Characteristics of new space debris objects detected at the Terskol observatory . . . . .	306

<i>Levkina P.A., Bakhtigaraev N.S., Rykhlova L.V., Gorshkov A.P., Karpov N.V., Sergeev A.V., Taradij V.K., Chazov V.V.</i> On the population of small-sized space debris fragments of geostationary region . . . . .	312
<i>Leonov V.A.</i> Verification of the measured brightness of the meteors based on software packages UFO Analyzer and Meteors Magnitude . . . . .	318
<i>Kluykov A.A.</i> Determination of the components of the gravitational potential tensor level 1b . . . . .	325
<i>Ebauer K.V.</i> About possibility for satellite collocation of SLR and DORIS measurements on JASON-2/JASON-3 satellites . . . . .	330
<i>Sizova M.D., Efremova E.V., Vereschagin S.V.</i> Photographic observations of the Giacobini-Zinner comet at the Zvenigorod Observatory . . . . .	337
<i>Naroenkov S.A., Sizova M.D., Shustov B.M.</i> On the clarification of asteroids orbits — potential sources of minerals for the future . . . . .	343
<i>Sizova M.D., Shustov B.M.</i> On beam methods of deflection of hazardous celestial bodies . . . . .	349
<i>Shustov B.M.</i> On the mass spectrum of asteroids, meteoroids and space debris . . . . .	356
<b>Structure, dynamics, kinematics, and evolution of stellar systems</b>	<b>365</b>
<i>Sichevsky S.G.</i> Estimation of stellar magnitudes in modern photometric systems . . . . .	366
<i>Spiegel L.V., Polyachenko E.V.</i> Q-barrier and density spiral density wave formation in gaseous and stellar disks . . . . .	374
<i>Spiegel L.V., Polyachenko E.V.</i> Pseudobulge formation in the Milky Way type galaxies as a result of buckling instability	381
<i>Shukhman I.G., Polyachenko E.V.</i> Stable orbit orientations in disk galaxies with bars . . . . .	389
<b>Astronomical Data</b>	<b>397</b>
<i>Sizova M.D., Chupina N.V., Vereshchagin S.V.</i> Archive of images of comets on the site INASAN . . . . .	398
<i>Sichevsky S. G., Malkov O.Yu.</i> Modern surveys for estimation of the extinction map . . . . .	405

Научное издание

**Научные труды Института астрономии РАН. Том 4.**

---

---

Сдано в набор 04.06.2019. Подписано в печать 18.10.2019  
Формат 60x90/16. Бумага офсетная  
Уч.-изд. п.л. 27. Физ. п.л. 26.25. Тираж 100. Заказ № 6455

Издательство «Янус-К»  
127411, Москва, Учинская ул., д. 1  
Отпечатано в ООО «ИНФОРМ-СОФТ»  
119034, Москва, Еропкинский пер., д. 16

