# Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина

# ПРЕПРИНТЫ СТАТЕЙ АСТРОНОМИЯ

# и ИССЛЕДОВАНИЕ КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА

Всероссийская с международным участием научная конференция студентов и молодых ученых

(Екатеринбург, Россия,

31 января—4 февраля 2022 г.)

Сборник научных трудов

Екатеринбург Издательство Уральского университета 2022

# Студенческие доклады



#### СТАНДАРТИЗАЦИЯ СВЕРХНОВЫХ С УЧЕТОМ ПОПРАВКИ ЗА ОКРУЖЕНИЕ

#### А. Ю. Балута<sup>1,2</sup>, М. В. Пружинская<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физический факультет Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, <sup>2</sup> Государственный астрономический институт имени П. К. Штернберга Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова

Стандартизация сверхновых типа Ia (CH Ia) необходима для более точного измерения космологических параметров Вселенной с помощью диаграммы Хаббла. В модели CH Ia SALT2 используется 2 параметра стандартизации — параметр цвета c и параметр растяжения  $x_1$ . Из предыдущих работ известна зависимость параметра растяжения от морфологии родительской галактики и других параметров окружения сверхновых. В нашей работе мы воспроизводим фит диаграммы Хаббла по данным Pantheon, а также исследуем возможность введения различных уравнений стандартизации для CH, взорвавшихся в галактиках ранних и поздних морфологических типов.

#### ENVIRONMENTAL CORRECTION IN SUPERNOVAE STANDARDIZATION

A. Yu. Baluta<sup>1,2</sup>, M. V. Pruzhinskaya<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, <sup>2</sup>Sternberg Astronomical Institute

Standardization of type Ia supernovae (SNe Ia) is necessary for a more accurate measurement of the cosmological parameters of the Universe using the Hubble diagram. In the SALT2 SN Ia light-curve fitting model 2 standardization parameters are used — the color parameter c and the stretch parameter  $x_1$ . The stretch parameter dependence on the host galaxy morphology and other supernova environment parameters is known from previous works. In our work we reproduce the Hubble diagram fit according to Pantheon data, and also explore the possibility of introducing various standardization equations for SN exploded in early-type and late-type galaxies.

# Введение

Известно, что сверхновые типа Ia (CH Ia) являются хорошими индикаторами расстояний во Вселенной, точность измерения расстояний по CH Ia составляет ~5%. Сверхновые — стандартизуемые объекты, то есть с помощью различных моделей стандартизации, которые, как правило, используют параметры кривых блеска, можно унифицировать значение абсолютной звездной величины CH в максимуме. В рамках модели SALT2 [1] используется 2 параметра стандартизации: параметр цвета  $c = (B - V)_{MAX} - \langle B - V \rangle$  и  $x_1$  — параметр растяжения. Наблюдаемый модуль расстояния с учетом уравнения стандартизации в статье [2] выглядит следующим образом:

$$\mu = m_B - M_B^\star + \alpha x_1 - \beta c + \Delta_M(\gamma) + \Delta_B, \qquad (1)$$

где  $m_B$  — видимая звездная величина в максимуме в фильтре B,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $M_B^{\star}$  — параметры уравнения стандартизации,  $\Delta_M$  — поправка за звездную массу родительской галактики и  $\Delta_B$  — поправка, учитывающая эффекты селекции.

<sup>©</sup> Балута А. Ю., Пружинская М. В., 2022

Параметр	Эта работа	Scolnic et al., 2018 $\left[2\right]$
$\Omega_m$	$0.302\pm0.028$	$0.298 \pm 0.022$
$\alpha$	$0.155\pm0.007$	$0.156 \pm 0.005$
eta	$3.686 \pm 0.108$	$3.689 \pm 0.089$
$\gamma$	$0.055\pm0.012$	$0.054 \pm 0.009$

Таблица 1. Сравнение результатов фита диаграммы Хаббла с результатами Scolnic et al., 2018 (модель C11) [2]

Поправка за цвет и растяжение не позволяет полностью избавиться от дисперсии модуля расстояния на диаграмме Хаббла. В современном космологическом анализе удается стандартизовать СН Ia с точностью  $0.05^m - 0.10^m$  [2, 3]. Остаточный разброс может быть связан с эффектами окружения, которые не учитываются в текущих моделях стандартизации сверхновых. В качестве параметров окружения в литературе рассматривают звездную массу родительской галактики [4], ее скорость звездообразования [5], металличность [5], морфологический тип [6, 7], локальный цвет [8]. Все эти параметры коррелируют между собой, показывая, в старом, пассивном, или в молодом, активном звездном окружении взорвалась сверхновая.

В работе [7] впервые было рассмотрено влияние морфологии родительской галактики на параметры кривых блеска CH Ia для космологической выборки Pantheon [2]. Целью данной работы является воспроизведение диаграммы Хаббла для данных Pantheon и усовершенствование уравнения стандартизации с учетом фактора окружения. Мы хотим проверить, можно ли ввести различные уравнения стандартизации для двух популяций сверхновых, а именно CH, взорвавшихся в галактиках ранних морфологических типов (E–S0/a), и CH, взорвавшихся в галактиках поздних типов (Sa–Sd, Ir). Для достижения цели мы использовали 330 CH Ia Pantheon и информацию о морфологическом типе их родительских галактик из статьи [7], где была найдена зависимость параметра растяжения от окружения CH Ia.

# Построение диаграммы Хаббла

Все СН из выборки Pantheon мы нанесли на диаграмму Хаббла. Для нахождения параметров стандартизации сверхновых и космологических параметров мы минимизировали  $\chi^2$ , рассчитанный по формуле:

$$\chi^2(\alpha,\beta,\gamma,M_B,\Omega_m) = \Delta \vec{\mu}^T \cdot \mathbf{C}^{-1} \cdot \Delta \vec{\mu},\tag{2}$$

где  $\Delta \vec{\mu} = \vec{\mu} - \vec{\mu}_{model}$ , а С — это ковариационная матрица ошибок, включающая в себя статистические и систематические ошибки. Теоретический модуль расстояния  $\vec{\mu}_{model}$  рассчитывался в предположении плоской  $\Lambda$ CDM космологии, где  $\Omega_m$  — плотность барионной и темной материи, а наблюдаемый  $\vec{\mu}$  — по формуле 1. Минимизация осуществлялась с помощью пакета Python IMINUIT. Значение постоянной Хаббла  $H_0$  было принято равным 73.04 км с<sup>-1</sup> Мпк<sup>-1</sup> [9].

Результаты фита приведены в таблице 1. В таблице также даны значения, полученные в работе [2]. Как видно, наши результаты хорошо согласуются с оригинальным исследованием.

# Введение различных параметров стандартизации для галактик раннего и позднего типов

В работе [7] найдена зависимость между параметром растяжения  $x_1$  и морфологическим типом родительской галактики CH — для родительских галактик раннего типа характерны меньшие значения параметра растяжения, чем для галактик позднего типа. Интересно посмотреть, будут ли разными углы наклона зависимости  $M_B$  от параметров цвета и растяжения для двух популяций сверхновых. В случае наблюдения характерного излома на графике мы можем сделать вывод о целесообразности введения различных уравнений стандартизации сверхновых в галактиках ранних (PA) и поздних (SF) типов. Тогда

$$M_B = M_B^{\star} - \alpha_1 x_{1,PA} - \alpha_2 x_{1,SF} + \beta_1 c_{PA} + \beta_2 c_{SF} \,, \tag{3}$$

где  $\alpha_1 x_{1,PA}$  и  $\beta_1 c_{PA}$  применяется к галактикам раннего типа, а  $\alpha_2 x_{1,SF}$  и  $\beta_2 c_{SF}$ , соответственно, к галактикам позднего типа.

На графиках (см. рисунок 1) представлены 330 CH с известными морфологическими типами родительских галактик. Значения  $\alpha = 0.155 \pm 0.007$  и  $\beta = 3.686 \pm 0.108$  для расчета абсолютных звездных величин CH Ia были взяты из таблицы 1. Мы не наблюдаем существенных различий в значениях угла наклона для двух популяций CH. Однако на графике  $M_B(c)$  наблюдается сдвиг средних значений  $M_B^*$  между сверхновыми в галактиках ранних типов и поздних типов. Наша дальнейшая работа будет посвящена более детальному изучению этих различий.



Рис. 1. Зависимость между абсолютной звездной величиной СН Ia выборки Pantheon и параметрами цвета и растяжения. Синие точки соответствуют СН в галактиках раннего типа (PA), красные точки — СН в галактиках позднего типа (SF).

## Результаты и перспективы исследования

Мы успешно воспроизвели фит диаграммы Хаббла для СН Іа выборки Pantheon. В дальшейшем планируется отдельно выполнить фит диаграммы Хаббла для СН, взорвавшихся в галактиках ранних и поздних морфологических типов, и сравнить значения параметров фита между собой.

Также будет продолжено исследование возможности введения различных уравнений стандартизации для разных популяций сверхновых: в качестве критерия отнесения к той или иной популяции может быть рассмотрен не только морфологический тип родительской галактики, но и ее звездная масса или функция звездообразования.

# Благодарности

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Национального центра научных исследований Франции в рамках научного проекта 21-52-15024, а также при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета "Фундаментальные и прикладные исследования космоса".

- Guy J., Astier P., Baumont S. et al. SALT2: using distant supernovae to improve the use of type Ia supernovae as distance indicators // Astron. Astrophys. - 2007. - Vol. 466, № 1. -P. 11-21. astro-ph/0701828.
- [2] Scolnic D. M., Jones D. O., Rest A. et al. The Complete Light-curve Sample of Spectroscopically Confirmed SNe Ia from Pan-STARRS1 and Cosmological Constraints from the Combined Pantheon Sample // Astrophys. J. - 2018. - Vol. 859, № 2. - P. 101. 1710.00845.
- [3] Scolnic Dan, Brout Dillon, Carr Anthony et al. The Pantheon+ Type Ia Supernova Sample: The Full Dataset and Light-Curve Release // arXiv e-prints. - 2021. - P. arXiv:2112.03863.
   2112.03863.
- [4] Lampeitl Hubert, Smith Mathew, Nichol Robert C. et al. The Effect of Host Galaxies on Type Ia Supernovae in the SDSS-II Supernova Survey // Astrophys. J. - 2010. - Vol. 722, № 1. -P. 566-576. 1005.4687.
- [5] Sullivan M., Conley A., Howell D. A. et al. The dependence of Type Ia Supernovae luminosities on their host galaxies // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2010. Vol. 406, № 2. P. 782-802. 1003.5119.
- [6] Sullivan M., Ellis R. S., Aldering G. et al. The Hubble diagram of type Ia supernovae as a function of host galaxy morphology // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2003. - Vol. 340, № 4. -P. 1057-1075. astro-ph/0211444.
- [7] Pruzhinskaya M. V., Novinskaya A. K., Pauna N., Rosnet P. The dependence of Type Ia Supernovae SALT2 light-curve parameters on host galaxy morphology // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2020. - Vol. 499, № 4. - P. 5121–5135. 2006.09433.
- [8] Roman M., Hardin D., Betoule M. et al. Dependence of Type Ia supernova luminosities on their local environment // Astron. Astrophys. 2018. Vol. 615. P. A68. 1706.07697.
- [9] Riess Adam G., Yuan Wenlong, Macri Lucas M. et al. A Comprehensive Measurement of the Local Value of the Hubble Constant with 1 km/s/Mpc Uncertainty from the Hubble Space Telescope and the SH0ES Team // arXiv e-prints. — 2021. — P. arXiv:2112.04510. 2112.04510.

#### ИЗУЧЕНИЕ ЭВОЛЮЦИИ РАССЕЯННЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ ПОСЛЕ ВЫМЕТАНИЯ ЗВЕЗДООБРАЗУЮЩЕГО ГАЗА

#### О. И. Бородина<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт астрономии РАН, <sup>2</sup>Московский физико-технический институт

Исследовано как эволюционирует во времени распределение плотности модельных скоплений после бурной релаксации. В данной работе показано, что изначальные распределения как Дэнена, так и Пламмера, видоизменяются и впоследствии могут быть описаны обобщенной формулой, предложенной впервые Чжао [1]. Однако, это обобщение имеет пять параметров, что излишне для описания профиля плотности скоплений. Мы предлагаем способ, как сократить число параметров, не потеряв при этом качество описания плотности распределения звезд в скоплении.

#### EVOLUTION OF THE DENSITY DISTRIBUTION OF BOUND CLUSTERS AFTER RESIDUAL STAR-FORMING GAS EXPULSION

#### **O. I. Borodina**<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, <sup>2</sup>Moscow Institute of Physics and Technology

We study how the density distribution of simulated star clusters evolves in time after the violent relaxation. We show that both Dehnen and Plummer initial distributions transform and could subsequently be fitted with generalized two-power law fit, firstly proposed by Zhao [1]. However, this generalization has five parameters that turn out to be redundant, so we suggest fitting density distribution with a formula having fewer parameters.

# Введение

В 1962 г. Кинг [2] предложил формулу для описания распределения плотности скоплений. Предложенное им эмпирическое выражение было выведено на основе наблюдений, сделанных в обсерваториях Паломар и Маунт-Вильсон. В те годы астрономы использовали фотопластинки, детективные качества которых были существенно ниже, чем у ПЗС-матриц. Следовательно, распределение плотности могло оказаться чувствительным к способу детектирования излучения. Более того, Кинг использовал данные только о шаровых скоплениях, что может сделать закон плотности Кинга неприемлемым для рассеянных звездных скоплений (РЗС).

Исследования P3C стали важной частью галактической астрономии, и расчет параметров рассеянных скоплений оказался крайне необходимым, а формула Кинга не всегда хорошо подходит для реальных скоплений [3].

Считается, что РЗС образуются в молекулярных облаках. При загорании первых звезд под действием давления излучения и звездного ветра звездообразующий газ выметается. Газ полностью покидает скопление в течение нескольких миллионов лет, то есть еще до взрыва первых сверхновых звезд. Мы считаем, что как только газ вытесняется, скопление перестает находиться в состоянии равновесия, потенциал скопления без газа становится недостаточным, чтобы удерживать звезды с большой кинетической энергией. Скопление

<sup>ⓒ</sup> Бородина О. И., 2022

стремится вернуть состояние равновесия, и этот процесс называется бурной релаксацией. В ходе бурной релаксации первоначальные свойства плотности скопления меняются. Последние модели [4, 5] воспроизводят эволюцию звездного скопления после мгновенного выброса газа. Авторы использовали начальные распределения плотности в виде двустепенных моделей Дэнена и Пламмера с различной эффективностью звездообразования.

#### Описание методики

В данной работе мы исследуем выходные данные N-body моделирования, полученные с помощью программы  $\phi$ -GRAPE/GPU [6]. Начальные профили плотности моделей описываются формулами Пламмера и Дэнена (уравнения 1, 2 соответственно). Мы рассматриваем в нашей работе значения параметра  $\gamma$  из распределения Дэнена, равные  $\gamma = \{0, 1, 2\}$ 

$$\rho_{\rm P}(r) = \rho_0 \left( 1 + \frac{r^2}{a_{\rm P}^2} \right)^{-5/2} \,, \tag{1}$$

$$\rho_{\rm D}(r) = \rho_0 \left(\frac{r}{a_{\rm D}}\right)^{-\gamma} \left(1 + \frac{r}{a_{\rm D}}\right)^{\gamma - 4} \,. \tag{2}$$

Параметр  $\gamma$  имеет смысл степени концентрации звезд в центре скопления, и ненулевые значения соответствуют каспу плотности в центре. Кроме разных вариантов асимптотик в центре скопления, мы исследуем эволюцию скоплений с разной эффективностью звездообразования SFE (формула 3).

$$SFE_{r}(r) = \frac{M_{\star}(< r)}{M_{\star}(< r) + M_{gas}(< r)},$$
(3)

где  $M_{\star}$  — масса образовавшихся звезд, а  $M_{\text{gas}}$  — масса незадействованного в ходе звездообразования газа. Для описания эффективности звездообразования в моделях Дэнена используется SFE, посчитанное до расстояния  $r = 20r_h$ , где  $r_h$  — радиус, внутри которого находится половина массы скопления. Для моделей с начальным распределением Пламмера SFE считается до  $r = 10a_P$ .

Для каждой комбинации SFE и  $\gamma$ у нас есть 9 разных реализаций начальных положений и масс звезд.

Мы фиттируем функцию  $\delta n$ , которая имеет смысл числа частиц в сферическом слое и выражается как:

$$\delta n(r) = 4\pi r^2 \rho(r) \delta r \,. \tag{4}$$

Затем, получив оптимальные параметры распределения, мы усредняем их по разным реализациям, а также по времени, так как нам доступны выходные файлы модельного скопления с шагом 0.2 Муг.

# Результаты

Мы показываем, что модели скоплений с начальным профилем как Пламмера, так и Дэнена, после бурной релаксации теряют первоначальный вид и в результате могут быть описаны при помощи распределения Чжао (формула 5). Эта функция является обобщенным видом двустепенных моделей и имеет пять параметров. Параметр  $\gamma$  описывает показатель степени в центре скопления,  $\beta$  — на периферии,  $\alpha$  показывает насколько быстро происходит переход между двумя асимптотиками.

$$\rho(r) = \rho_0 \left(\frac{r}{a}\right)^{-\gamma} \left(1 + \left(\frac{r}{a}\right)^{\alpha}\right)^{\frac{\gamma-\beta}{\alpha}}.$$
(5)

Мы выяснили, что во время секулярной эволюции (Рис. 1) параметр  $\gamma$  можно принять за константу, а параметры  $\alpha$ ,  $\beta$  и *а* можно выразить как функции от времени, тем самым сократив число параметров.



Рис. 1. Эволюция параметров из распределения Чжао для моделей скоплений с начальным профилем Дэнена  $\gamma = 0$  и SFE = {0.05, 0.10, 0.20} после бурной релаксации.

# Заключение

В данной работе мы показываем, как происходит эволюция распределения плотности в скоплениях при помощи *N*-body моделирования. Мы показали, что в процессе бурной релаксации скопления теряют информацию о начальном распределении. Мы предложили описывать профиль плотности скопления с помощью функции, полученной из формулы Чжао.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ-DFG 20-52-12009.

- Zhao Hongsheng. Analytical models for galactic nuclei // Mon. Not. R. Astron. Soc. 1996. – Vol. 278, № 2. – P. 488–496.
- [2] King Ivan. The structure of star clusters. I. an empirical density law // Astron. J. -1962. Vol. 67. P. 471.
- [3] Seleznev Anton F. Open-cluster density profiles derived using a kernel estimator // Mon. Not. R. Astron. Soc. -2016. Vol. 456,  $N^{\circ}$  4. P. 3757–3773.
- [4] Shukirgaliyev B., Parmentier G., Berczik P., Just A. The star cluster survivability after gas expulsion is independent of the impact of the Galactic tidal field // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2019. - Vol. 486, № 1. - P. 1045-1052.
- [5] Shukirgaliyev B., Otebay A., Sobolenko M. et al. Bound mass of Dehnen models with a centrally peaked star formation efficiency // Astron. Astrophys. 2021. Vol. 654. P. A53.
- [6] Berczik Peter, Spurzem Rainer, Wang Long et al. Up to 700k GPU cores, Kepler, and the Exascale future for simulations of star clusters around black holes. // Third International Conference "High Performance Computing. - 2013. - P. 52–59.

#### Сложные молекулы в направлении V645 Суд

# А. Д. Гималиева<sup>1</sup>, С. В. Салий<sup>1</sup>, М. С. Кирсанова<sup>2</sup>

 $^1$ Уральский федеральный университет,  $^2$ Институт астрономии РАН

С использованием метода вращательных диаграмм были получены оценки вращательной температуры и лучевых концентраций молекул метанола  $\rm CH_3OH$  и пропина  $\rm CH_3CCH$  в направлении звезды типа Ae/Be Xepбига V645 Cyg.

#### Complex molecules towards V645 Cyg

#### A. D. Gimalieva<sup>1</sup>, S. V. Salii<sup>1</sup>, M. S. Kirsanova<sup>2</sup> <sup>1</sup>Ural Federal University, <sup>2</sup>Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences

We obtained rotation temperatures and column densities of methanol  $CH_3OH$  and propine  $CH_3CCH$  towards Herbig Ae/Be star V645 Cyg using rotation diagrams.

# Введение

Звезды типа Ae/Be Хербига — это молодые ( $\leq 10$  млн. лет) звезды до главной последовательности с массами, равными примерно 2 — 10 М<sub>☉</sub>, хорошо видимые в оптическом диапазоне и имеющие спектры, типичные для звезд спектральных классов A и B. Характерными признаками таких звезд также являются наличие эмиссионных линий и избыток ИК-излучения. Последнее говорит о наличии околозвездного вещества и остатков родительского молекулярного облака вокруг них. Исследование молекулярного газа в направлении объектов такого типа позволяет связать представления о химической эволюции массивных и маломассивных протозвезд, поскольку звезды типа Ae/Be Хербига лежат в промежуточном диапазоне масс.

Объектом нашего исследования является молодая звезда типа Ae/Be Xepбига V645 Cyg с экваториальными координатами на эпоху J2000:  $\alpha = 21^{\text{h}} 39^{\text{m}} 58^{\text{s}}.278$ ,  $\delta = +50^{\circ} 14' 21''.003$ . Анализ излучения V645 Cyg, описанный в работах [1] и [2], показал, что в оптическом диапазоне эта звезда имеет спектр, характерный для звезд своего типа. Ранее было предположено, что присутствие в спектре звезды смещенных в синюю область линий запрещенных переходов [SII] свидетельствует о наличии плотного околозвездного диска, скрывающего удаляющееся биполярное истечение вокруг звезды [2].

Поскольку звезды такого типа имеют избыток инфракрасного излучения из-за наличия у них пылевой оболочки, V645 Cyg активно наблюдалась в ближнем ИК-диапазоне [3], [4], [5]. Также в этом объекте обнаружены водяные мазеры и метанольные мазеры II класса [6]. Наблюдаемое смещение линий поглощения HeI, HI, OI, CaII показало, что в звезде происходит отток вещества со скоростью до 1000 км/с, который содержит в себе как нейтральный, так и ионизованный водород [7].

<sup>©</sup> Гималиева А. Д., Салий С. В., Кирсанова М. С., 2022

#### Наблюдения и методы исследования

Наблюдения были проведены в марте 2019 года на 20-м телескопе Онсала (Швеция). Представленные в нашей работе результаты являются частью обзора V645 Cyg на длинах волн 3 и 4 мм.

Для определения характеристик молекулярного газа было использовано предположение о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР), поскольку сложные молекулы образуются и излучают в молекулярных облаках с высокой плотностью. Для анализа был использован метод вращательных диаграмм, подробно описанный, например, в работе [8].

Согласно данному методу, в условиях ЛТР, для оптически тонких линий населенности энергетических уровней определяются т. н. вращательной температурой  $T_{rot}$  согласно следующему равенству

$$\ln \frac{N_u}{g_u} = \ln \frac{3kW}{8\pi^3 \nu_0 S \mu^2} = \ln \frac{N}{Q} - \frac{E_u}{kT_{rot}},\tag{1}$$

где N — лучевая концентрация молекулы,  $N_u$  — лучевая концентрация на верхнем уровне,  $Q = \sum_i e^{-\frac{E_i}{kT}}$  вращательная статистическая сумма.

Из (1) видно, что теоретически вращательная диаграмма должна представлять собой прямую, тангенс угла наклона которой равен  $-\frac{1}{T_{rot}}$ , а ордината точки пересечения этой прямой с осью, по которой откладывется  $\ln \frac{N_u}{g_u}$ , должна быть равна  $\ln \frac{N}{Q_{rot}}$ . Таким образом, при помощи этого метода можно оценить значения вращательной температуры  $T_{rot}$  и лучевой концентрации N.

# Результаты

В спектре V645 Суд были отождествленны линии трех молекул — CH<sub>3</sub>CCH (102529– 102548 МГц), CH<sub>3</sub>CN (91979–91988 МГц) и CH<sub>3</sub>OH (84521 МГц, 96738–96756 МГц), приближение которых профилем Гаусса представлено на рис. 1.

Для молекулы CH<sub>3</sub>CCH было отождествлено 4 линии из серии  $6_k - 5_k$ . По этим линиям была построена вращательная диаграмма, представленная на рис. 2.

В спектре V645 Суд были отождествлены 3 линии из серии переходов  $5_k - 4_k$  молекулы CH<sub>3</sub>CN. Для перехода  $5_2 - 4_2$  (91979 МГц) может наблюдаться сверхтонкое расщепление на несколько компонент [9], приближения которых сложно получить из-за их блендирования вследствие недостаточного спектрального разрешения. Поэтому для линий CH<sub>3</sub>CN вращательная диаграмма не строилась.

Для молекулы CH<sub>3</sub>OH в спектре исследуемой звезды были отождествлены 4 линии из серии  $2_k - 1_k$ , а также линия перехода  $5_{-1} - 4_0$ . Мы построили два варианта вращательной диаграммы – с включением линии  $5_{-1} - 4_0$  и без. Видно, что вращательная диаграмма, построенная только по квартету линий из серии  $2_k - 1_k$  (см. рис. 2), дает более низкие оценки вращательной температуры и лучевой концентрации метанола, чем вращательная диаграмма, построенная с добавлением линии перехода  $5_{-1} - 4_0$ .

Таким образом, из анализа вращательных диаграмм были получены оценки физических условий в молекулярном облаке в направлении на звезду V645 Cyg, которые представлены в табл. 1.

	$T_{rot}, K$	$N, cm^{-2}$
$CH_3CCH$	$42 \pm 7$	$(6\pm 2) \cdot 10^{13}$
СН <sub>3</sub> ОН (по 4 линиям)	$7\pm1$	$(7\pm 4) \cdot 10^{13}$
СН <sub>3</sub> ОН (по 5 линиям)	$11\pm4$	$(7\pm6)\cdot10^{13}$

Таблица 1. Оценки физических условий звезды V645 Суд



Рис. 1. Линии, отождествленные в спектре V645 Суд



Рис. 2. Слева — вращательная диаграмма, построенная по серии линий CH<sub>3</sub>CCH. Справа — вращательные диаграммы, построенные по линиям CH<sub>3</sub>OH: желтая прямая — по 4 линиям, голубая прямая — по 5 линиям

Оценка вращательной температуры, полученная из диаграммы для CH<sub>3</sub>CCH, в пределах погрешности совпадает с оценкой температуры пыли 38 K, полученной в работе [10], что говорит об адекватности использованного предположения об ЛТР и надежности значения  $T_{\rm rot}$  для линий CH<sub>3</sub>CCH в качестве оценки кинетической температуры газа. Значение  $T_{\rm rot}$ , полученное по нескольким линиям метанола с E/k < 50 K, дало нам заниженную оценку кинетической температуры, что согласуется с выводами работы [8].

# Благодарности

Работа Кирсановой М. С. поддержана грантом РНФ 18-72-10132

- Goodrich Robert W. V645 Cygni and the Duck Nebula // Astrophys. J. 1986. Vol. 311. -P. 882.
- [2] Hamann F. W., Persson S. E., McGregor P. J. The Circumstellar Disk and Bipolar Outflow of V645 Cygni // Bulletin of the American Astronomical Society. - 1988. - Vol. 20. - P. 694.
- [3] Kelly D. M., Rieke G. H., Campbell B. Near-Infrared Spectroscopy of Young Stellar Objects // Astrophys. J. - 1994. - Vol. 425. - P. 231.
- [4] Miroshnichenko A. S., Hofmann K. H., Schertl D. et al. A new spectroscopic and interferometric study of the young stellar object V645 Cygni // Astron. Astrophys. - 2009. - Vol. 498, № 1. -P. 115-126. 0904.1822.
- [5] Murakawa K., Lumsden S. L., Oudmaijer R. D. et al. NIR integral field spectroscopy of high mass young stellar objects // Molecular Gas, Dust, and Star Formation in Galaxies / ed. by Tony Wong, Jürgen Ott. - 2013. - Vol. 292. - P. 53-53.
- [6] Val'tts I.E., Slysh V.I., Voronkov M.A., Migenes V. A Protoplanetary Disk in V645 Cyg As Seen with H2O and Methanol Masers // International Astronomical Union Colloquium. — 2002. — Vol. 187. — P. 279–284.
- [7] Hamann F., Persson S. E. High-Resolution Spectra of the Luminous Young Stellar Object V645 Cygni // Astrophys. J. - 1989. - Vol. 339. - P. 1078.
- [8] Kalenskii S. V., Kurtz S. Analytical methods for measuring the parameters of interstellar gas using methanol observations // Astronomy Reports. - 2016. - Vol. 60, № 8. - P. 702-717. 1710.07605.
- [9] Guzmán V., Pety J., Gratier P. et al. The IRAM-30m line survey of the Horsehead PDR. I. CF<sup>+</sup> as a tracer of C<sup>+</sup> and as a measure of the fluorine abundance // Astron. Astrophys. 2012. Vol. 543. P. L1. 1206.0403.
- [10] Sandell Göran, Weintraub David A., Hamidouche Murad. A Submillimeter Mapping Survey of Herbig AeBe Stars // Astrophys. J. - 2011. - Vol. 727, № 1. - P. 26. 1011.3747.

# ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ИСЗ В ОРБИТАЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ РОЯ

#### Р. А. Гонтарев

Томский государственный университет

В работе рассматривается вопрос о возможности применении дифференциальных уравнений в элементах Роя для численного моделирования движения искусственных спутников Земли. Предложен оригинальный алгоритм редуцирования шага интегрирования для сохранения точности моделирования при прохождении спутником тени Земли. На примере КА ГЛОНАСС показано, что численное моделирование в элементах Роя столь же высокоэффективно, как и в регулярных элементах Лагранжа.

#### NUMERICAL SIMULATION OF AES DYNAMICS IN ROY'S ORBITAL ELEMENTS

#### R. A. Gontarev

Tomsk State University

The paper considers the question of the possibility of using differential equations in the Roy orbital elements for numerical simulation of the motion of artificial earth satellites. An original algorithm for reducing the integration step is proposed to maintain the accuracy of orbit simulation when the satellite passes the Earth's shadow. Using the GLONASS spacecraft as an example, it is shown that numerical simulation in the Roy elements is as highly efficient as in the Lagrange elements.

Орбитальное движение искусственных спутников Земли (ИСЗ) описывается весьма сложными дифференциальными уравнениями, которые не имеют аналитического решения, поэтому для моделирования спутниковых орбит прибегают к численным методам. Классическая и традиционная формализация орбитального движения — это дифференциальные уравнения в прямоугольных координатах. Однако их численное интегрирование сопряжено с рядом трудностей, что приводит к низкой эффективности моделирования. Функции правых частей орбитального движения — периодические и быстроизменяющиеся. Поэтому для обеспечения высокой точности спутниковых эфемерид дифференциальные уравнения необходимо интегрировать с малым шагом, что требует больших объемов вычислений, которые сопровождаются быстрым накоплением ошибок округления. Эта трудность усугубляется наличием в уравнениях сингулярности при нулевом геоцентрическом расстоянии, что в случае высоко эллиптичных орбит становится причиной сильно неравномерного поведения функций правых частей. Кроме того, уравнения неустойчивы по Ляпунову и, как известно, неустойчивость усиливает всевозможные ошибки, неизбежно сопровождающие любой численный процесс.

Разрешение этих трудностей — формализация спутникового движения в орбитальных элементах, которые при слабых возмущениях, вообще говоря, — медленно изменяющиеся величины. Кеплеровы элементы — неподходящий выбор для моделирования орбит многих функционирующих спутников, поскольку их дифференциальные уравнения сингулярны при нулевых значениях эксцентриситета и наклонения. Впрочем, регуляризация этих уравнений возможна путем введения комбинированных орбитальных элементов, каковыми, например, являются широко используемые на практике элементы Лагранжа [1]. Однако их уравнения также не лишены недостатков. Они очень сложные и, кроме того, при интегрировании на каждом шаге многократно требуют преобразование возмущающих сил из прямоугольной системы координат к орбитальной. Между тем наиболее удачным, на взгляд автора, выбором для численного моделирования спутниковых орбит являются элегантные и простые уравнения в элементах Роя [2], каковыми являются известные в

<sup>©</sup> Гонтарев Р. А., 2022

орбитальной динамике величины: вектор момента количества движения, вектор Лапласа и истинная долгота.

Впрочем, интегрирование малых возмущений может быть усложнено их скачкообразными изменениями, которые происходят при моделировании светового давления в период регулярного прохождения спутником тени Земли. Это приводит к ощутимой потере точности численного интегрирования. Чтобы сохранить точность при моделировании теневых участков орбиты, в работе предлагается специальный алгоритм редуцирования шага интегрирования. Он позволяет прогнозировать моменты начала и конца полутени, используя схему секущих применительно к функции углового расстояния между центрами Солнца и Земли относительно спутника, и редуцирование шага выполняется так, чтобы при численном интегрировании точно выходить на эти моменты.

Целью настоящей работы является исследование эффективности уравнений в элементах Роя в задачах орбитальной динамики ИСЗ на примере КА ГЛОНАСС. Движение спутника рассматривалось в поле тяготения Земли под действием притяжения Луны и Солнца с учетом влияния светового давления. Дифференциальные уравнения орбитального движения интегрировались классическим методом Рунге–Кутты в арифметике с двойной точностью. Характеристики эффективности (точность–быстродействие) получались по результатам многократных расчетов при варьировании задаваемой начальной величины постоянного шага. Точность оценивалась в векторе положения ( $|\Delta \mathbf{x}|$ ) путем сравнения результатов прямого и обратного интегрирования. В качестве характеристики быстродействия рассматривалось количество вычислений функций правых частей (NCF). Моделирование выполнялось на временном интервале 10 оборотов с прохождением тени Земли и без. Результаты представлены на рис. 1. Здесь для сравнения также приведены результаты моделирования в прямоугольных координатах.



Рис. 1. Характеристики точность—быстродействие для различных дифференциальных уравнений движения

Как видно из рисунка, при условиях полной освещенности спутника (Без Тени) уравнения в элементах Роя демонстрируют колоссальную эффективность в сравнении с классическими уравнениями в прямоугольных координатах: при одинаковом быстродействии они позволяют повысить методическую точность на 7 порядков. С другой стороны, высокую эффективность по точности можно также интерпретировать как высокую эффективность по быстродействию. Например, миллиметровый уровень точности для уравнений в регулярных элементах достигается быстрее в 20 раз, нежели для уравнений в прямоугольных координатах. При прохождении тени Земли с постоянным шагом интегрирования (Тень–Без Ред.) точность моделирования значительно ухудшается. Редуцирование шага предложенным в работе алгоритмом (Тень–Ред.) решает эту проблему, но, очевидно, ценой понижения быстродействия (приблизительно в 2 раза).

Результаты для уравнений в элементах Лагранжа мы не приводим, поскольку они почти совпадают с результатами для уравнений в элементах Роя. Таким образом, учитывая простоту уравнений Роя, мы находим их более привлекательными для формализации орбитального движения и видим в них достойную альтернативу уравнениям в элементах Лагранжа.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № 0721-2020-0049).

- [1] Battin R. An introduction to the Mathematics and Methods of Astrodynamics. -V. : American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1999.
- [2] Рой А. Движение по орбитам. М. : Мир, 1981.

#### СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КАТАКЛИЗМИЧЕСКОЙ ПЕРЕМЕННОЙ V795 HER

#### П. Д. Ефремова<sup>1</sup>

#### <sup>1</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет

В данном исследовании проведен анализ спектральных данных V795 Her — новоподобной звезды типа SW Sex, попадающей в "провал периодов", — полученных на телескопе БТА САО РАН со спектрографом UAGS. Особое внимание в этой работе уделено исследованию переменности в линии HeII  $\lambda$ 4686. Анализ её кривой потока и динамического спектра подтверждают то, что у системы наблюдаются квазипериодические изменения потока с характерным периодом ≈19 минут. Построена кривая лучевых скоростей в этой линии. Выполнена допплеровская томография в линиях H $\beta$ , H $\gamma$  и HeII  $\lambda$ 4686, указывающая на образование линий вне аккреционного диска.

#### SPECTRAL STUDY OF V795 HER CATACLYSMIC VARIABLE

#### P. D. Efremova<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Kazan (Volga region) Federal University

In this study we analyze the spectral data of V795 Her, star of the SW Sex type in the period gap , obtained with the BTA telescope of the SAO RAS with the UAGS spectrograph. In this work special attention is paid to the study of the variability in the He II  $\lambda$  4686 line. Analysis of its flux curve and dynamic spectrum confirms that the system has quasi-periodic flux changes with a characteristic period of  $\approx 19$  minutes. The radial velocity curve in this line is plotted. Doppler tomography in H $\beta$ , H $\gamma$  and HeII  $\lambda$ 4686 lines is performed, it indicates the formation of the lines outside the accretion disk.

Катаклизмические переменные — это тесные двойные системы, состоящие из белого карлика(первичный компонент) и маломассивной звезды главной последовательности. Вторичный компонент имеет заполненную полость Роша, его вещество перетекает через внутреннюю точку Лагранжа системы  $L_1$  на белый карлик. В системах, где белый карлик не обладает сильным магнитным полем (напряженностью до ~  $10^6 - 10^7$  Гаусс), вокруг него образуется аккреционный диск.

Объектом исследования в нашей работе стала катаклизмическая переменная V795 Her. Её орбитальный период равен  $\approx 2.6$  часа, она попадает в так называемый "провал периодов" — малонаселенный промежуток от 2 до 3 часов на распределении катаклизмических переменных по орбитальным периодам. Касарес и др. (1996) [1] классифицировали объект как новоподобная типа SW Sex. Звезды этой группы обладают высокими темпами перетекания вещества и поэтому они имеют оптически толстые аккреционные диски. В их спектрах наблюдаются абсорции, проходящие по эмиссионным линиям водорода и нейтрального гелия в течение орбитального цикла. Для их объяснения авторы работы [2] выдвинули модель, основанную на предположении переполнения оптически толстого аккреционного диска струей, исходящей из точки Лагранжа  $L_1$ . Также наблюдательной особенностью звезд типа SW Sex являются короткие квазипериодические изменения блеска в линии HeII  $\lambda$ 4686 вне основного периода переменности (например у DW UMa в работе [3]).

Основная фотометрическая переменность V795 Нег имеет средний период ≈2.8 часа, она связана с прецессией аккреционного диска. Переменность нестабильна по периодичности,

<sup>©</sup> Ефремова П. Д., 2022

амплитуде и фазе и на кривой блеска не проявляются затмения компонентов системы [4]. Также у V795 Нег зарегистрированы квазипериодические изменения блеска, Паттерсон и Скиллман (1994) [5] определили их средний период — 19.3 минуты.

В этой работе проводилась обработка спектральных данных V795 Her, которые были получены 16 июля 2001 года на 6-метровом телескопе БТА с длиннощелевым спектрометром UAGS. Они представляют собой 61 спектр объекта с экспозицией 180 секунд каждый и калибровочные кадры. Данные охватывают ≈1.39 орбитального цикла V795 Her. При наблюдениях использовалась дифракционная решетка R1302/17 (1302 штрихов на мм, спектральный диапазон 4050–5300 Å). Детектором излучения служила ПЗС-матрица (размер 1024×1024 пикселей, gain=1.3). Обработка спектров включает в себя вычитание из кадров электронного нуля (байеса), их чистку от следов космических частиц, построение дисперсионной кривой, деление кадров на плоское поле, экстракцию спектров, их спектрофотометрическую калибровку и нормировку спектров на континуум. Удаление следов космических частиц проводилось с использованием Рython-библиотеки lacosmic, остальные процедуры выполнены стандартными средствами пакета IRAF [6, 7].

Спектры V795 Нег содержат следующие линии: эмиссионные Н $\beta$   $\lambda$ 4861, Н $\gamma$   $\lambda$ 4340, Н $\delta$   $\lambda$ 4102, НеІ  $\lambda\lambda$  4922, 5015, НеІІ  $\lambda$ 4686, Боуновскую бленду СІІІ/NІІІ  $\lambda$ 4645, СІІ  $\lambda$ 4267 и абсорбционную НеІ  $\lambda$ 4471. У линий бальмеровской серии наблюдается двугорбость из-за проходящей по ним абсорбции с наибольшем покрытием абсорбцией на орбитальных фазах около  $\varphi = 0.5$ .

Основываясь на предположении Касареса и др. [1] о том, что линия Не II $\lambda$ 4686 образуется близко к белому карлику, построенную нами кривую лучевых скоростей мы так же аппроксимировали синусоидой. Полученная полуамплитуда лучевой скорости составляет K= 90.3 ± 13.0 км/с, а средняя скорость равна  $\gamma_1 = -169.3 \pm 10.1$  км/с. Значение первого параметра в пределах ошибок совпадает с полуамплитудой в работе [1], а средние скорости сильно различаются.

Далее нами были рассмотрены изменения потока в линии HeII  $\lambda$ 4686. Для их анализа выбран метод Ломба–Скаргла, позволяющий проводить поиск периодического сигнала на неоднородно распределенных данных [8, 9]. Полученный период внеорбитальных изменений потока равен 19.2±0.2 минуты. Результат совпадает с периодом фотометрических квазипериодических изменений блеска из публикации [5].

Подобные изменения потока наблюдаются и в динамическом спектре линии дважды ионизованного гелия. Для их анализа мы применили метод, реализованный в работе [3]: из исходного динамического спектра вычтена орбитальная переменность с использованием медианного фильтра, на разностном динамическом спектре, содержащем только интересующие нас изменения блеска (см. на верхней панели рис. 1), вдоль каждой длины волны которого построена периодограмма Ломба-Скаргла. Его двухмерная периодограмма представлена на нижней панели рис. 1). Она не отражает строгую периодичность на одной частоте, однако имеет явный пик на скоростях от -1000 до 500 км/с, что указывает на квазипериодические изменения потока в этой линии. Примечательно, что изменения сильнее в голубой части линии Не II  $\lambda$ 4686. Максимум мощности наблюдается при скорости -980 км/с и частоте 7.96 циклов за один орбитальный период, что соответствует периоду ≈19.6 минут.

Последним этапом анализа данных стало построение допплеровских томограмм (двухмерных изображений катаклизмической переменной в пространстве скоростей) в линиях Hβ, Hγ и HeII λ4686. Томография V795 Her проведена в программе doptomog-2.0 (с ее описанием можно ознакомиться в [10, 11]). На построенную томограмму накладывается модель тесной двойной системы: границы полостей Роша компонентов, внешний край акреционного диска (на ней происходит резонанс скоростей 3:1) и положение аккреционной струи. Значения параметров модели V795 Her заимствованы из [12], а гамма-скорость — из публикации [1]. Мы использовали так называемый потокомодулированный вариант допплеровской томографии, предполагающий синусоидальную переменность излучающих областей [13]. Полученные допплеровские карты представлены на рис. 2.

На томограммах линий водорода области эмиссий имеют форму кольца с размерами, близкими к их размерам на томограммах в публикации Касареса и др. [1]. В своей публикации авторы предположили, что кольцевая область эмиссии образуется в аккреционном диске, однако в нашей работе на томограммы нанесена область диска согласно модели V795 Her и область эмиссии находится за её внешним краем. На нашей томограмме линии HeII  $\lambda$ 4686 пятно смещено в левую сторону от центра, а на томограмме Касареса и др. [1] оно находится между белым карликом и барицентром системы. Опираясь на этот наблюдательный факт и на упомянутое ранее различие средних лучевых скоростей, можно сделать вывод, что линия He II  $\lambda$ 4686 образуется не на белом карлике, возможно, в системе присутствует ветер во внутренней части аккреционного диска в соотвествии с моделью из работы [2].



Рис. 1. Динамический спектр внеорбитальных изменений блеска в линии HeII  $\lambda$ 4686 (верхняя панель), соответствующая периодограмма (нижняя панель). Кружком на периодограмме выделена точка с максимальной мощностью. По горизонтальной оси отложены лучевые скорости



Рис. 2. Потокомодулированные доплеровские томограммы эмиссионных линий  $H\beta$ ,  $H\gamma$  и HeII  $\lambda$ 4686 с нанесенной моделью катаклизмической переменной

- Casares J., Martinez-Pais I. G., Marsh T. R. et al. V795 Her: an SW Sex star in the period gap? // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 1996. - Vol. 278, № 1. - P. 219-235.
- [3] Dhillon V. S., Smith D. A., Marsh T. R. The SW Sex enigma // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2013. - Vol. 428, № 4. - P. 3559-3568. 1210.7145.
- [4] Papadaki C., Boffin H. M. J., Sterken C. et al. Photometric study of selected cataclysmic variables // Astron. Astrophys. - 2006. - Vol. 456, № 2. - P. 599-609. astro-ph/0605164.
- [5] Patterson J., Skillman D. R. Superhumps in Cataclysmic Binaries. III. V795 Herculis // Public. Astron. Soc. Pacific. - 1994. - Vol. 106. - P. 1141.
- [6] Tody D. The IRAF Data Reduction and Analysis System // Instrumentation in astronomy VI / ed. by David L. Crawford : Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. — 1986. — Vol. 627. — P. 733.
- [7] Tody D. IRAF in the Nineties // Astronomical Data Analysis Software and Systems II / ed. by R. J. Hanisch, R. J. V. Brissenden, J. Barnes : Astronomical Society of the Pacific Conference Series. — 1993. — Vol. 52. — P. 173.
- [8] Lomb N. R. Least-Squares Frequency Analysis of Unequally Spaced Data // Astrophys. Space. Sci. – 1976. – Vol. 39, № 2. – P. 447–462.
- [9] Scargle J. D. Studies in astronomical time series analysis. II. Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. // Astrophys. J. 1982. Vol. 263. P. 835–853.
- [10] Kotze E. J., Potter S. B., McBride V. A. Exploring inside-out Doppler tomography: non-magnetic cataclysmic variables // Astron. Astrophys. 2015. Vol. 579. P. A77. 1507. 05213.
- [11] Kotze E. J., Potter S. B., McBride V. A. Exploring inside-out Doppler tomography: magnetic cataclysmic variables // Astron. Astrophys. — 2016. — Vol. 595. — P. A47. 1610.09841.
- [12] Dubus G., Otulakowska-Hypka M., Lasota J.-P. Testing the disk instability model of cataclysmic variables // A&A. - 2018. - Vol. 617. - P. A26.
- [13] Steeghs D. Extending emission-line Doppler tomography: mapping-modulated line flux // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2003. - Vol. 344, № 2. - P. 448-454. astro-ph/0305365.

#### ФОРМИРОВАНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ БЫСТРЫХ БАРОВ С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ МЕХАНИЗМА ЛИНДЕН-БЕЛЛА

#### В. Д. Зозуля

Санкт-Петербургский государственный университет,

Формализм переменных действия впервые применен для интерпретации динамической структуры быстрого бара в N-body модели с точки зрения механизма Линден-Белла. Показано, что присоединение новых орбит к бару не противоречит картине Линден-Белла.

#### FORMATION AND EVOLUTION OF FAST BARS FROM THE POINT OF VIEW OF THE LYNDEN-BELL MECHANISM

#### V. D. Zozulia

Saint-Petersburg State University

The action variable formalism was first applied to interpret the dynamic structure of a fast bar in the N-body model from the point of view of the Linden-Bell mechanism. It is shown that the the involvement of new orbits into the bar bar does not contradict the Linden-Bell picture.

**Введение.** Больше половины галактик в Локальной Вселенной имеют бары, но остающаяся существенная часть галактик этой структурной особенностью не обладают. При этом, несмотря на многолетнюю историю исследований в данной области, в среде звездных динамиков нет согласия относительно ведущего механизма формирования баров и/или условий его подавления.

Мы хотим вернуться к истокам и исследовать формирование бара в современных моделях галактик через призму механизма, предложенного Линден-Беллом в 1979 году [1]. Предполагается, что этот механизм работает на начальных этапах эволюции галактики, когда есть затравочное овалоподобное возмущение в центральной области диска. Сам механизм схематично описывает, как орбиты определенного типа blackuз этой области могут постепенно вовлекаться в потенциал возмущения и усиливать его.

Линден-Беллом рассматривались сильно вытянутые и медленно прецессирующие орбиты, то есть орбиты, для которых  $|\Omega_{\rm pr} - \Omega_{\rm p}| \ll \Omega$ , где  $\Omega$  — угловая скорость звезды на орбите,  $\Omega_{\rm p}$  — угловая скорость овалоподобного возмущения (бара), а  $\Omega_{\rm pr} \equiv \Omega - \kappa/2$  — скорость прецессии орбиты ( $\kappa$  — частота радиальных колебаний). В этом случае, звезда чувствует лишь потенциал, усредненный по орбите, а сама орбита в системе отсчета, вращающейся со скоростью овалоподобного возмущения, представляет собой вытянутый медленно прецессирующий эллипс. В слабо неосесимметричном потенциале орбиты сохраняют адиабатический инвариант  $J_f = J_R + L_z/2$ . Здесь  $J_R$  — радиальное действие звезды, а  $L_z$  — *z*-проекция её углового момента. Линден-Белл явно показал, что если скорость прецессии орбиты по отношению к скорости возмущения уменьшается при уменьшении углового момента при фиксированном  $J_f$ , то орбиты запираются в потенциале возмущения и выстраиваются вдоль него. Это определяется знаком частной производной ( $\partial \Omega_{\rm pr}/\partial L_z$ ) $_J_f$ , которая вычисляется при фиксированном значении инварианта  $J_f$  и называется линден-белловской (ЛБ) производной. Вытянутая орбита будет захвачена в потенциальную яму возмущения

<sup>©</sup> Зозуля В. Д., 2022

при положительном знаке производной и выйдет из нее при отрицательном. Область галактики, где ЛБ-производная имеет положительный знак, обычно называют аномальной. Орбиты с отрицательным знаком ЛБ-производной, напротив, нормальные.

Большая часть орбит в звездных дисках — почти круговые, нормальные орбиты. Лишь в самых центральных областях, где линейная скорость вращения диска мала, имеются сильно вытянутые орбиты с положительной ЛБ-производной. Считается, что механизм Линден-Белла работает лишь для внутренних медленных баров и неприменим к быстрым барам, протяженность которых достигает областей с высокой линейной скоростью вращения и почти круговыми орбитами. Тем не менее этот механизм уже анализировался в линейном режиме применительно к быстрым и протяженным барам [2]. В данной работе мы сосредоточимся на изучении структуры пространства действий на плоскости ( $L_z$ ,  $J_f$ ) в случае N-body модели с хорошо развитым быстрым баром, т.е. на его нелинейной стадии.

Пространство действий для N-body моделей и моделей с фиксированным потенциалом бара рассматривалось в ряде предыдущих работ. В них, однако, использовались обычные действия:  $J_R$ ,  $L_z$  и  $J_z$  (вертикальное действие), но не инвариант  $J_f$  и скорость прецессии  $\Omega_{\rm pr}$ . Мы используем  $J_f$ ,  $\Omega_{\rm pr}$  и угловой момент орбит, чтобы интерпретировать структуру эволюционирующего в N-body модели быстрого бара с точки зрения механизма Линдена-Белла.

**Механизм**. Для вычисления действий и частот была взята N-body модель из работы [3]. На начальный момент времени модель представляет из себя экспоненциальный диск с радиальным масштабом  $R_d$ , изотермический в вертикальном направлении. Диск погружен в сферически-симметричное гало темной материи, профиль плотности которого близок к профилю Наварро-Френка-Вайта. На начальный момент времени обе подсистемы смоделированы самосогласованным образом утилитой mkgalaxy.

Подробности о параметрах численной модели можно найти в [3]. Расчеты велись в естественной системе единиц, где радиальный масштаб диска  $R_d = 1$ , масса диска  $M_d = 1$  и гравитационная постоянная G = 1. Предполагая, что  $R_d = 3.5$  кпк и  $M_d = 5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ , получим единицу времени —  $t_u \approx 14$  млн лет. Параметры темного гало были подобраны таким образом, чтобы в пределах  $4 R_d$  его относительная масса  $M_h(r < 4R_d)/M_d \approx 1.5$ . Суммарное количество частиц в модели 8.5 млн, при этом 4 млн частиц принадлежит диску, а 4.5 млн гало. С помощью кода gyrfalcON [4] нами была прослежена эволюция системы до примерно 8 млрд лет (t = 600).

К моменту времени t = 100 в нашей модели образуется бар, при этом амплитуда его увеличивается со временем, а скорость узора постепенно уменьшается. На начальные моменты времени отношение радиуса коротации к большой полуоси составляет  $R_{\rm cor}/a_{\rm bar} \approx 1.2$ , то есть образующийся бар является быстрым.

**Методика.** Для анализа применимости механизма Линден-Белла необходимо вычислить переменные действия  $\mathbf{J} = (J_R, L_z)$ , а также связанные с ними частоты  $\mathbf{\Omega} = \partial H / \partial \mathbf{J} = (\kappa, \Omega).$ 

Для этих целей был использован пакет AGAMA [5]. С его помощью мы аппроксимировали потенциал так, чтобы в нем можно было найти действия и частоты. Для начала мы разложили потенциал на сферические гармоники, оставляя только те, которые отвечают за осевую симметрию, а далее воспользовались приближением потенциала Штеккелевского вида [6], в котором можно явно найти необходимое величины. Как итог, мы смогли вычислить переменные действия и частоты в разные моменты времени и проследить их эволюцию, как для отдельных частиц, так и для галактики в целом.

**Результаты.** На избранные моменты времени на плоскости  $(L_z, J_f)$  были нанесены изолинии значений  $\Omega_{\rm pr}$ , по которым была найдена линия нулевой ЛБ-производной. Таким образом мы получили разделение орбит на нормальные и аномальные. Их распределение в плоскости (xy) можно видеть на Рис. 1, который показывает, что линия нулевой ЛБ-производной действительно отделяет бар (аномальная область) от диска (нормальная область).

Мы проверили, что применение механизма Линден-Белла вполне оправдано, так как для большей части частиц в аномальной области выполняется неравенство  $|\Omega_{\rm pr} - \Omega_{\rm p}| \ll \Omega$ . На Рис. 2 (*слева*) градациями цвета показана карта распределения величины  $|\Omega_{\rm pr} - \Omega_{\rm p}|/\Omega$ и её изолинии с нанесенными на них значениями. Заметим, что часть частиц имеет отрицательные значения углового момента. Это частицы, которые на исследуемый момент времени совершают петлю по орбите. Для таких орбит необходимо выполнять усреднение скоростей прецессии и углового момента по орбите, что планируется выполнить в дальнейшем. Рис. 2 (*в центре*) дает распределение концентрации частиц на плоскости ( $L_z$ ,  $J_f$ ). Для большей части частиц в баре (слева от нулевой ЛБ-производной) неравенство Линден-Белла выполнено.

Мы также определили положение линии нулевой ЛБ-производной на разные моменты времени. Рис. 2 (*в центре и справа*; t = 300 и 600) демонстрирует, как эта линия постепенно движется направо к большим значениям  $L_z$ , т.е. к периферии диска. Это приводит к вовлечению новых частиц в аномальную область. Бар в модели действительно эволюционирует со временем. Он растет и присоединяет новые частицы диска. Рис. 2 (*справа*) показывает треки двух частиц на промежутке времени от t = 300 до t = 600. Одна из частиц изначально находится в аномальной области и не покидает ее, а вторая, стартуя в нормальной области и двигаясь с почти постоянным значением  $J_f$ , со временем теряет угловой момент, пересекает линию нулевой ЛБ-производной и попадает в аномальную область, где и остается.

Мы проследили за целым ансамблем подобных частиц. Для этого мы выделили частицы, которые на момент t = 400 находятся в нормальной области, а к t = 500 они уже принадлежат аномальной области. На Рис. 3 видно, что это именно те частицы, которые вовлекаются в бар в течении данного промежутка времени, более того, они остаются в нём и на момент t = 600.



Рис. 1. Распределение частиц на плоскости  $(xy) = (-4, 4) \times (-4, 4)$  на момент t = 300. Слева — все частицы диска, в центре и справа — частицы, имеющие положительный и отрицательный знак ЛБ-производной, соответственно.

Заключение. В настоящей работе мы по-новому взглянули на динамическую структуру быстрого бара в одной N-body модели, используя формализм переменных действия и понятие так называемой линден-белловской производной,  $(\partial \Omega_{\rm pr}/\partial L_z)_{J_f}$ . Совместное использование двух подходов, N-body моделирования и формализма переменных действия с учетом значения линден-белловской производной, является ключевым отличием от предыдущих работ по сходной тематике. Используя эти два подхода, мы напрямую показали, что сформировавшийся быстрый бар на плоскости "угловой момент – адиабатический инвариант",  $(L_z, J_f)$ , целиком лежит в области аномального значения линден-белловской производной. Это показано впервые. Кроме того, орбиты проникают в эту область, уменьшая угловой момент и увеличивая радиальное действие при сохранении  $J_f$ . Оба этих факта подтверждают идею Линден-Белла о формировании и эволюции бара за счёт налипания



Рис. 2. Слева: распределение величины  $|\Omega_{\rm p} - \Omega_{\rm pr}|/\Omega$  на плоскости  $(L_z, J_f)$  в момент времени t = 300; темные контуры — изолинии этой величины. В центре и справа: распределение частиц на плоскости  $(L_z, J_f)$  в моменты времени t = 300 и 600; темными контурами показаны изолинии  $\Omega_{\rm pr}$ . На правом изображении также представлены цветные треки двух частиц на временах от t = 300 (белый цвет) до t = 600 (темно-синий). Синий контур на всех изображениях соответствует скорости вращения бара. Темно-зеленая линия — линия нулевой ЛБ-производной, в светло-зеленой области значение производной заключено в пределах от -0.05 до 0.05.



Рис. 3. Эволюция распределения частиц на плоскости  $(xy) = (-4, 4) \times (-4, 4)$ , не входящих в бар (по критерию Линден-Белла) на момент t = 400 и входящих в него на момент t = 500.

орбит-"спиц". Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 19-02-00249.

- Lynden-Bell D. On a mechanism that structures galaxies. // Mon. Not. R. Astron. Soc. 1979. – Vol. 187. – P. 101–107.
- [2] Polyachenko E. V., Shukhman I. G. The Lynden-Bell bar formation mechanism in simple and realistic galactic models // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2020. - Vol. 498, № 3. -P. 3368-3373.
- [3] Smirnov Anton A., Sotnikova Natalia Ya. What determines the flatness of X-shaped structures in edge-on galaxies? // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2018. - Vol. 481, № 3. - P. 4058-4076. 1809.06167.
- [4] Dehnen W. A Hierarchical O(N) Force Calculation Algorithm // Journal of Computational Physics. - 2002. - Vol. 179. - P. 27-42. astro-ph/0202512.
- [5] Vasiliev Eugene. AGAMA: action-based galaxy modelling architecture // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2019. - Vol. 482, № 2. - P. 1525-1544. 1802.08239.
- [6] Binney James. Actions for axisymmetric potentials // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2012. Vol. 426, № 2. P. 1324-1327. 1207.4910.

#### МЕТОДИКА ПОИСКА НЕИЗВЕСТНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД, ИЗЛУЧАЮЩИХ В РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ

В. А. Кирюхина<sup>1</sup>, С. В. Назаров<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Филиал Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова в г. Севастополе, Россия, <sup>2</sup>Крымская астрофизическая обсерватория РАН

Разработана методика поиска неизвестных переменных звезд в рентгеновском диапазоне. Этот способ отличается высокой вероятностью открытия редких объектов с экстремальными свойствами, что дает возможность исследовать разные аспекты звездной эволюции и поведение вещества в процессах с большим энерговыделением.

#### A METHOD FOR SEARCHING FOR UNKNOWN VARIABLE STARS RADIATING IN THE X-RAY

V. A. Kirukhina<sup>1</sup>, S. V. Nazarov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Moscow State University M.V. Lomonosov in Sevastopol, Russia, <sup>2</sup>Crimean astrophysical observatory RAS

A technique has been developed for searching for unknown variable stars in the X-ray range. This method gives a high probability of discovering rare objects with extreme properties, which makes it possible to investigate various aspects of stellar evolution and the behavior of matter in processes with high energy release.

# Введение

Переменными звездами называют звезды, меняющие собственную яркость за время наблюдений на величину, достаточную для их выявления. Интерес к таким объектам вызван тем, что анализ кривой позволяет исследовать физические процессы. При этом разнообразие таких процессов и их энергетика значительно шире чем то, что обнаружено или создано на сегодняшний день на Земле.

Наличие рентгеновского излучения в спектре говорит о потенциально высоких энергиях: больших температурах, скоростях движения газа или мощных электромагнитных полях, как правило недостижимых при помощи современных технологий. Поэтому такие объекты представляют повышенный интерес: их можно рассматривать как гигантские природные физические лаборатории. Поскольку они часто излучают в рентгеновском диапазоне больше энергии, чем в остальных диапазонах вместе взятых, детектирование эффективнее осуществлять с помощью приемников рентгеновского излучения на космических телескопах.

#### Описание методики

В этой работе мы использовали каталог ROSAT All-Sky Survey Faint source Catalogue (2000), составленный на основе обзора всего неба миссией ROSAT в диапазоне энергий 0,1-2,4 кэВ и содержащий 105 924 источника рентгеновского излучения. [1]

<sup>©</sup> Кирюхина В. А., Назаров С. В., 2022

Первым делом мы проводили фильтрацию источников по координатам, чтобы оставить только те, которые удобно будет наблюдать в оптическом диапазоне при помощи телескопов КрАО. Далее для уверенного отождествления анализировали значение потока (count, ct/s) и удаляли объекты с малым SNR (яркость порядка ошибки измерения). После этого при помощи самого точного астрометрического каталога Gaia DR3 (2020) мы искали оптических кандидатов в пределах ошибки положения рентген-источников. Каталог Gaia DR3 позволяет уверенно отделить интересующие нас галактические объекты от внегалактических (скопления галактик, активные ядра и др.) по значению собственного движения. [2]

Теперь нужно определить какой именно объект из оставшихся галактических кандидатов отвечает за излучение в рентгене. С этой целью мы воспользовались обзорами Catalina Sky Survey (CSS) и Zwicky Transient Facility (ZTF): база данных CSS охватывает фотометрию 500 миллионов объектов и содержит около 40 миллиардов измерений с величинами V от  $11.5^m$  до  $21^m$ ; в обзоре ZTF доступна фотометрия всего северного неба в фильтрах g и r с предельной звездной величиной до  $21^m$ . Анализ кривых блеска каждого из кандидатов дает возможность установить их тип переменности и возможную связь с излучением в рентгене. Дополнительным способом поиска переменности объектов в оптике на больших масштабах времени является блинкование паломарских пластинок DSS. проверка на исследованность осуществляется при помощи баз данных ОКПЗ и VSX. Также рекомендуется проанализировать содержимое базы данных SIMBAD по координатам. С целью анализа изображения объекта и его окружения удобно использовать интерактивный сервис Aladin Sky Atlas.

## Заключение

Наличие огромного количества астрофизической информации в открытом доступе позволяет вести поиск переменных звезд, используя простые средства. Разработанная нами методика поиска в рентгеновском диапазоне отличается сравнительно высокой вероятностью открытия редких объектов с экстремальными свойствами в нашей Галактике.

- Voges W., Aschenbach B., Boller T. et al. Rosat All-Sky Survey Faint Source Catalogue // IAU Circ. - 2000. - Vol. 7432. - P. 3.
- [2] Gaia Collaboration. VizieR Online Data Catalog: Gaia EDR3 (Gaia Collaboration, 2020) // VizieR Online Data Catalog. — 2020. — P. I/350.

#### ГРАВИТАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В СПИРАЛЬНЫХ РУКАВАХ ГАЛАКТИКИ NGC 3627

#### B. C. Костю $\kappa^1$

#### <sup>1</sup>Санкт-Петербургский Государственный Университет

В работе применен критерий гравитационной неустойчивости в спиральных рукавах к галактике NGC 3627. Использовались оценки на величину азимутальной дисперсии скоростей звезд, полученные из наблюдений. Сравнение с областями наблюдаемого звездообразования показало хорошее согласие с положением неустойчивых с точки зрения критерия частей спиральных рукавов. Исследовалась также зависимость результата от скорости вращения спирального узора и его толщины, а также по отдельности для газовой и звездной составляющей.

#### GRAVITATIONAL INSTABILITY IN THE SPIRAL ARMS OF GALAXY NGC 3627

#### V. S. Kostiuk<sup>1</sup>

<sup>1</sup>St. Petersburg State University

In this work, the criterion of gravitational instability in the spiral arms is applied to the galaxy NGC 3627. The estimates for the stellar azimuthal velocity dispersions obtained from observations were used. Comparison with the regions of observed star formation showed good agreement with the positions of the unstable parts of the spiral arms. The dependence of the result on the rotation speed of the spiral pattern and its thickness was also investigated, as well as gaseous and stellar components separately.

# Введение

Формирование новых звезд в галактиках существенно влияет на их эволюцию и все процессы, происходящие в этих объектах. Одним из главных механизмов, регулирующих крупномасштабное звездообразование, является гравитационная неустойчивость. Этот механизм хорошо изучен в дисках галактик, однако плохо подходит для спиральных рукавов и баров, где темп звездообразования заметно отличается. В [1] авторы вывели дисперсионное уравнение гравитационной неустойчивости в спиральных рукавах. Этот критерий впервые был применен для наблюдательных данных в [2] для 3 галактик, включая NGC 3627, с использованием ряда существенных допущений. В этой работе мы более аккуратно проанализировали с помощью данного критерия устойчивость спиральных рукавов NGC 3627 и исследовали влияние различных параметров на результат.

# Критерий гравитационной неустойчивости

Механизм, предложенный в [1], основан на рассмотрении локальных азимутальных возмущений в спиральном узоре в предположении малого угла закрутки и твердотельного

<sup>©</sup> Костюк В. С., 2022

вращения рукавов. Решением данной задачи для однокомпонентной модели является следующая дисперсионная функция:

$$S = \frac{\sigma^2 k^2 + 4\Omega^2}{\pi G f(kW) \Upsilon k^2} \tag{1}$$

где  $\sigma$  — дисперсия скоростей в азимутальном направлении, k — волновое число,  $\Omega$  — угловая скорость узора, W — полуширина спирального рукава,  $\Upsilon$  — линейная масса рукава (формула (1) из [1]), f — комбинация функций Бесселя и Струве.

В работе предполагается, что спиральные рукава состоят из звезд, атомарного и молекулярного водорода, между которыми могут возникать только силы гравитационного взаимодействия. В таком случае используется уравнение для трехкомпонентной модели из [2], состоящее из суммы отдельных слагаемых для каждой из компонент, имеющих форму (1). Для данного механизма условие неустойчивости соответствует неравенству min[S(k)] < 1, где минимум берется по всем возможным волновым числам k.

## Данные и метод

Исследовалась близкая галактика NGC 3627, удаленная на 9.3 Мпк и с хорошо прослеживаемым "гранд-дизайн" спиральным узором. Для атомарного водорода поверхностная плотность  $\Sigma_{HI}$  и дисперсия скоростей  $\sigma_{HI}$  были получены из куба THINGS [3]. Из этих же данных была взята карта лучевых скоростей и построена кривая вращения, с помощью которой вычислялась эпициклическая частота  $\kappa$ . Дисперсия скоростей  $\sigma_{H_2}$  полагалась равной  $\sigma_{HI}$ . Поверхностные плотности молекулярного газа в рукавах  $\Sigma_{H_2}$  найдены из наблюдений в линии CO(2 – 1) в обзоре HERACLES [4] с помощью формулы (A3) из [5].

Поверхностная плотность звезд в спиралях вычислялась с использованием инфракрасных данных на длинах волн 3.6 и 4.5 мкм и формулы (8) из [6]. Дисперсия скоростей звезд в азимутальном направлении  $\sigma_{\phi}$  не наблюдается напрямую. В работе [2] для вычисления этой величины использовалось соотношение  $\sigma_z/\sigma_r = 0.6$ , эпициклическое приближение и формула для подсчета вертикальной дисперсии (2) из поверхностной плотности звезд  $\Sigma_s$ :

$$\sigma_{z,s}^2 = \frac{2\pi G l_s}{q_s} \Sigma_s(R,\phi),\tag{2}$$

где  $l_s = 3.2$  это радиальный масштаб диска, а коэффициент  $q_s = 7.3$  получен как среднее для большой выборки галактик. При таком подходе величина  $\sigma_{\phi}$  зависит от неточных статистических соотношений и вычисляется очень приближенно (см., например, Рис. 2 в [7]). Вместо этого, для нахождения  $\sigma_{\phi}$  в этой работе использовались наблюдательные данные дисперсии скоростей звезд на луче зрения из соответствующего куба обзора VENGA [8]. Использование эпициклического приближения, формулы (2) и соотношения для эллипсоида скоростей дает следующие оценки сверху и снизу для  $\sigma_{\phi}$ :

$$\sigma_{\phi}^{\{\min,\max\}}(\varphi) = \sqrt{\frac{\sigma_{los}^2 - \sigma_z^{2} \{\min,\max\} \cos^2 i}{\sin^2 i (4\Omega^2/\kappa^2 \sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi)}}$$
(3)

где  $\sigma_{los}$  — дисперсия скоростей по лучу зрения,  $i = 62^{\circ}$  и  $\varphi$  — угол наклона галактики и полярный угол, измеряемого региона спирали. В расчетах  $\sigma_z$  в (1) использовались крайние значения более точно измеренной константы  $q_s = 8.81 \pm 2.78$  для галактик, видимых с ребра из [9]. Таким образом вычислялись минимальная и максимальная оценки дисперсии и, соответственно, оценки на min[S(k)]. Маски спиральных рукавов для газовой и звездной компоненты и их полуширины W были измерены методом, описанным в [10]. Этот метод позволяет напрямую измерить ход спирали и дает заметно более стабильный и точный результат, чем сложная минимизация суммы  $\chi^2$  в [2] (см. Рис. 6 в этой работе). В ходе работы все данные были приведены к одной системе координат, обрезаны и отмасштабированы.

# Результаты

Используя данные и методы, описанные в предыдущем разделе, была вычислена величина параметра локальной неустойчивости S для трехкомпонентной модели и для каждой составляющей по отдельности. Найдено, что газовая компонента в спирали HI + H<sub>2</sub> не дает возмущение достаточное, чтобы привести к коллапсу газовых облаков и дальнейшему формированию звезд. При этом звездная компонента оказывается неусточивой, и, как следствие, карта параметра S для трехкомпонентной модели сдержит области, где  $\min[S(k)] < 1$ , что показано на Рис. 1.



Рис. 1. На левой карте показан темп звездообразования  $\Sigma_{SFR}[M_{\odot} \operatorname{rog}^{-1} \operatorname{knk}^{-2}]$  по данным FUV + 24 мкм. На остальных изображениях показана величина параметра  $\min[S(k)]$  для звездной компоненты (средний) и трехкомпонентного механизма (правый) при  $\sigma_{\phi}^{max}$  в предположении постоянной скорости узора  $\Omega$  и бесконечно тонкого диска. Заметим, что максимальная и минимальная оценки параметра отличаются на 30%.

Также исследовалось влияние толщины диска и скорости вращения спирального узора на результат. Если отбросить предположение о бесконечно тонком диске (см. (1) из [2]), то все исследованные модели становятся устойчивыми. Тем не менее, из исследования классического параметра Тумре для диска известно, что эффект влияния толщины тяжело учесть корректно и что он может быть компенсирован неучтенными эффектами (см. [7]). Помимо постоянной угловой скорости вращения спиральных рукавов  $\Omega$ , найденного в литературе, был исследован случай одинакового вращения диска и спиралей. Полученный результат не сильно количественно отличается от критерия с постоянной  $\Omega$  с той разницей, что во втором случае чем дальше спираль отходит от центра галактики, тем меньше ее угловая скорость, и неустойчивость в этих областях повышается.

Может ли данный критерий гравитационной неустойчивости служить объяснением звездобразования в спиральных рукавах NGC 3627? На левом изображении Рис. 1, показывающем распределение темпов звездообразования  $\Sigma_{SFR}$ , измеренных двумя различными способами, хорошо заметны на спиралях очаги звездообразования. Сравнение их с картами S показывает, что они соответствуют тем областям, где  $\min[S(k)] < 1$ , за исключением двух больших вспышек звездообразования в самом начале спиралей, которые также входят в маску трехкомпонентной модели, но критерий показывает там устойчивость. Скорее всего, в этих областях велико влияние бара, которое не учитывается при анализе. Таким образом, найдено соответствие исследуемой модели неустойчивости в спиралях и наблюдений.

Исследование устойчивости модели к ошибкам показало, что самыми существенными оказываются неточности определения линейной массы рукава  $\Upsilon$  и дисперсии скоростей  $\sigma$ . В анализе [2] получилось (Рис. 6 и Рис. 7), что самая неустойчивая компонента это молекулярный газ, а звездная, наоборот, устойчива, как и спирали в целом. Такое несогласие результатов [2] и этой работы скорее всего является следствием использования здесь более аккуратного подхода определения азимутальной дисперсии скоростей и полуширин спиральных рукавов. Как видно, необходимы дальнейшие исследования в этом новом направлении, поскольку учет неустойчивости спиральных рукавов может повлиять на модели темпа звездообразования в галактиках и, в том числе, служить объяснением наблюдаемых на z > 1.5 - 2 гигантских "сгустков" вместо спиралей.

- Inoue Shigeki, Yoshida Naoki. Spiral-arm instability: giant clump formation via fragmentation of a galactic spiral arm // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2018. – Vol. 474, № 3. – P. 3466–3487.
- [2] Inoue Shigeki, Takagi Toshinobu, Miyazaki Atsushi et al. Instability analysis for spiral arms of local galaxies: M51, NGC 3627, and NGC 628 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. - 2021. - Vol. 506, № 1. - P. 84-97.
- [3] Walter Fabian, Brinks Elias, de Blok W. J. G. et al. THINGS: The H I Nearby Galaxy Survey // Astron. J. - 2008. - Vol. 136, № 6. - P. 2563-2647.
- [4] Leroy Adam K., Walter Fabian, Bigiel Frank et al. Heracles: The HERA CO Line Extragalactic Survey // Astron. J. - 2009. - Vol. 137, № 6. - P. 4670-4696.
- [5] Leroy Adam K., Walter Fabian, Brinks Elias et al. The Star Formation Efficiency in Nearby Galaxies: Measuring Where Gas Forms Stars Effectively // Astron. J. - 2008.
- [6] Querejeta Miguel, Meidt Sharon E., Schinnerer Eva et al. The Spitzer Survey of Stellar Structure in Galaxies (S<sup>4</sup>G): Precise Stellar Mass Distributions from Automated Dust Correction at 3.6 μm // Astrophys. J. Suppl. Ser. - 2015. - Vol. 219, № 1. - P. 5.
- [7] Marchuk A. A. Gravitational instability and star formation in NGC 628 // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2018. - Vol. 476, № 3. - P. 3591-3599. 1804.07964.
- [8] Blanc Guillermo A., Weinzirl Tim, Song Mimi et al. The VIRUS-P Exploration of Nearby Galaxies (VENGA): Survey Design, Data Processing, and Spectral Analysis Methods // Astron. J. - 2013. - Vol. 145, № 5. - P. 138.
- [9] Reshetnikov V. P., Usachev P. A., Savchenko S. S. Edge-on Galaxies in the Hubble Ultra Deep Field // Astronomy Letters. - 2019. - Vol. 45, № 9. - P. 565-575.
- [10] Mosenkov Aleksandr, Savchenko Sergey, Marchuk Alexander. Investigation of the parameters of spiral pattern in galaxies: the arm width // Research in Astronomy and Astrophysics. - 2020. - Vol. 20, № 8. - P. 120.

#### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЗАТМЕННОГО ПОЛЯРА 1 RXS J184542.4+483134

#### В. Ю. Кочкина

Казанский (Приволжский) федеральный университет

Выполнено спектральное исследование поляра 1RXS J184542.4+483134. Проведен анализ поведения эмиссионных линий  $H\alpha$ ,  $H\beta$  и HeI  $\lambda$ 5876 в течение орбитального периода. Выделена эмиссионная компонента, образованная на поверхности донора из-за эффектов переизлучения. При помощи гауссиан-декомпозиции спектральных профилей найдены лучевые скорости области переизлучения на вторичной компоненте. На их основе сделана оценка массы белого карлика. Путем моделирования циклотронных спектров получено значение магнитного поля белого карлика.

#### DETERMINATION OF THE PARAMETERS OF THE ECLIPSING POLAR 1RXS J184542.4+483134

#### V. Y. Kochkina

Kazan (Volga Region) Federal University

The polar 1RXS J184542.4+483134 has been studied. Dynamic spectra were constructed and the behaviour of emission lines  $H\alpha$ ,  $H\beta$  and  $HeI\lambda5876$  during the orbital period was analysed. Using a Gaussian decomposition of the spectral profiles, the radial velocities of the irradiated hemisphere of the secondary component are found. Based on this, the mass of the white dwarf is estimated and the gamma-ray velocity is determined. By simulating the cyclotron spectra, the magnetic field of the white dwarf is determined.

# Введение

Катаклизмические переменные — это тесные двойные системы, состоящие из белого карлика (первичная компонента), а также звезды главной последовательности спектрального класса G-L (вторичная компонента), заполняющей свою полость Роша. В таких системах вещество со вторичной компоненты перетекает через точку Лагранжа  $L_1$  в полость Роша первичной компоненты (рис. 1). Поляры — класс катаклизмических переменных, характеризующийся высокой (10 – 200 МГс) замагниченостью белого карлика, поэтому аккреционный диск не образуется, вещество выпадает области вблизи магнитных полюсов.

#### Описание методики и изложение результатов

Исследуемые спектры получены на телескопе БТА САО РАН с помощью спектрографа SCORPIO-2 с решеткой VPHG1200@540 21 сентября 2011 года. Всего получено 22 спектра с экспозицией 300 сек в диапазоне 3600 - 7070Å, покрывающих орбитальный период поляра. Первичная обработка и экстракция спектров проводилась в пакете обработки и анализа астрономических данных IRAF. Дальнейшая обработка спектров и расчеты были проведены с помощью написанных мной программ на python. Для построения кривых лучевых скоростей профили спектральных линий аппроксимировались двумя гауссианами:

<sup>©</sup> Кочкина В. Ю., 2022



Рис. 1. Модель поляра

широкой, соответствующей аккреционной струе, и узкой, образованной благодаря эффектам переизлучения на вторичной компоненте. Поскольку она видна на фазах  $\varphi = 0.4 - 0.7$ , то использовались только спектры, соответствующие этим фазам. Также методом Монте-Карло были рассчитаны ошибки для лучевых скоростей эмиссионных компонент. Лучевые скорости узкой компоненты были аппроксимированы синусоидой

$$V(\varphi) = v_{\gamma} + K \sin 2\pi (\varphi + \varphi_0), \tag{1}$$

где  $v_{\gamma}$  —гамма-скорость, K —полуамплитуда,  $\varphi$  — фаза орбитального периода на момент наблюдения,  $\varphi_0$  —начальная фаза. Параметры  $v_{\gamma}, K, \varphi_0$  определялись путём минимизации  $\chi^2$ . Также для них были рассчитаны ошибки с помощью ковариационной матрицы для линейной обратной задачи. Вычисленные для узких компонент линий  $H\alpha$ ,  $H\beta$  и HeI  $\lambda$ 5876 лучевые скорости и их ошибки представлены в таблице 1.

Таблица 1. Лучевые скорости узких компонент линий <br/>Н $\alpha,$  Н $\beta$ и HeI  $\lambda5876$ для различных фаз орбитального период<br/>а $\varphi$ 

$\varphi$	RV, км/с	RV, км/с	RV, км/с
0.59	$410\pm5$	$445\pm9$	$467\pm8$
0.67	$239 \pm 7$	$304 \pm 7$	$372 \pm 6$
0.74	$-55 \pm 10$	$-64\pm7$	
0.82	$-318\pm7$	$-275\pm5$	$-242\pm14$
0.90	$-353\pm6$	$-319\pm9$	$-335\pm11$
1.63	$397\pm6$	$457\pm8$	$393 \pm 10$
1.70	$94\pm7$	$123\pm10$	$123\pm20$

Рассчитанные выше описанными методами величины гамма-скорости, полуамплитуды и начальной фазы и ошибки к ним представлены в таблице 2. На рис. 2 представлена построенная кривая лучевых скоростей с учетом найденной начальной фазы.

Таблица 2. Найденные значения  $v_{\gamma}, K, \varphi_0$  и ошибки к ним для линий Н $\alpha$ , Н $\beta$  и HeI  $\lambda$ 5876

Линия	$v_{\gamma}, \kappa$ м/с	$\Delta v_{\gamma}, \kappa$ м/с	K, км/с	$\Delta K$ , км/с	$arphi_0$	$\Delta \varphi_0$
$H\alpha$	152.5	72.4	553.9	43.4	0.317	0.025
$H\beta$	219.5	92.8	579.9	60.0	0.326	0.031
$HeI\lambda 5876$	120.2	92.6	530.9	40.1	0.285	0.035

Оценка массы вторичной компоненты  $M_2 \approx 0.09 M_{\odot}$  выполнена при помощи соотношения [1]:



Рис. 2. Верхняя панель: кривые лучевых скоростей узких компонент линий  $H\alpha$ ,  $H\beta$  и HeI  $\lambda$ 5876 (для наглядности смещены по вертикали на величину s), пунктирные линии — аппроксимация синусоидой. Нижняя панель: отклонения лучевых скоростей линий от аппроксимирующей синусоиды

$$\frac{M_2}{M_{\odot}} = 3.453 \left(\frac{P}{1^d}\right)^{\frac{5}{4}},\tag{2}$$

где *P* — орбитальный период.

По функции масс (3) и (4) можно оценить нижний предел массы белого карлика

$$f(m) = 1.038 \cdot 10^{-7} P(1 - e^2)^{\frac{3}{2}} K^3, \tag{3}$$

где e — эксцентриситет орбиты системы. В данном случа<br/>еe = 0, так как произошла циркуляризация орбиты. Также

$$f(m) = \frac{M_1^3 \sin^3 i}{(M_1 + M_2)^2},\tag{4}$$

где  $M_1$  и  $M_2$  — массы первичной и вторичной компоненты соответственно, i — наклон орбиты системы, принят за 90° в первом приближении, так как в системе наблюдается затмение.

По формулам (3) и (4), получаем нижний предел для массы белого карлика  $M_1 \approx 1.13 M_{\odot}$ .

Моделирование циклотронных спектров проводилось в соответствии с методикой, описанной в [2]. При средней температуре аккреционных пятен  $T \approx 10$  кэВ определено магнитное поле белого карлика B = 35.4 МГс.



Рис. 3. Циклотронный спектр поляра 1RXS J184542.4+483134 (светло-фиолетовая линия) в сравнении с модельным спектром (темно-синяя линия)

## Заключение

Для поляра 1RXS J184542.4+483134 построены кривые лучевых скоростей узких компонент эмиссионных линий  $\text{H}\alpha$ ,  $\text{H}\beta$  и HeI  $\lambda$ 5876. На их основе сделана оценка масс компонент  $M_2 \approx 0.09 M_{\odot}$ ,  $M_1 \approx 1.13 M_{\odot}$ . Путем моделирования циклотронного спектра оценена напряженность магнитного поля белого карлика B = 35.4 МГс.

- [1] Warner B. Cataclysmic variable stars. Camb. Astrophys, 1995. Vol. 28.
- Kolbin A. I., Serebryakova N. A., Gabdeev M. M., Borisov N. V. Analysis of the Optical Cyclotron Emission of Polar CRTS CSS081231 J071126+440405 // Astron. Bull. - 2019. --Vol. 74, iss. 1. - P. 80-92.

#### МЕТОД АВТОМАТИЧЕСКОГО ПОИСКА ПЛАТО НА КРИВЫХ БЛЕСКА ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД

#### А. Д. Лаврухина<sup>1</sup>, К. Л. Маланчев<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Факультет космических исследований, <sup>2</sup>Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Государственный астрономический институт им.П.К.Штернберга, <sup>3</sup>Department of Astronomy, University of Illinois at Urbana–Champaign

Современные астрономические обзоры содержат информацию о сотнях миллионах кривых блеска переменных астрономических источников. Для эффективной работы с такими объемами данных требуются автоматические методы обработки. В данной работе мы представляем новый автоматический метод, предназначенный для выделения переменной части кривой блеска, основанный на алгоритме вычисления порога бинаризации Оцу. В качестве примера приводятся результаты применения этого алгоритма для кривых блеска разделенных затменных двойных и карликовых новых из каталогов проекта OGLE.

#### AUTOMATIC METHOD OF PLATEAU SEARCH ON LIGHT CURVES OF VARIABLE STARS

A. D. Lavrukhina<sup>1</sup>, K. L. Malanchev<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Lomonosov Moscow State University, Faculty of Space Research, <sup>2</sup>Lomonosov Moscow State University, Sternberg astronomical institute, <sup>3</sup>Department of Astronomy, University of Illinois at Urbana-Champaign

Modern astronomical surveys contain information about a hundred million light curves of variable astronomical sources. It needs to have automatic methods to work with such an amount of information. In this paper, we present the new method to extract a variable part of a light curve, based on Otsu's binarization algorithm. We state the results of applying this method to the light curves of detached eclipsing binaries and dwarf novae from catalogues of the OGLE project as the illustration.

Астрономия входит в эпоху больших обзоров переменного неба, таких как Zwicky Transient Facility и грядущий Legacy Survey of Space and Time. Эти обзоры предназначены для мониторинга всей видимой части неба за несколько ночей. Для эффективной работы с такими объемами данных требуются методы автоматической обработки. Одним из методов является извлечение признаков из кривых блеска для дальнейшего их использования в задачах классификации и определения физических параметров переменных источников. В настоящее время уже разрабатываются библиотеки, предназначенные для извлечения таких признаков [1]. При этом важной задачей все еще остается разработка новых признаков, которые хорошо бы подошли для решения задачи обнаружения объектов конкретного типа. Одной из таких задач может быть поиск кривых блеска карликовых новых, демонстрирующих частые вспышки.

В рамках разрабатываемой библиотеки light-curve [2, 3] нами был рассмотрен ряд признаков, характеризующих кривые блеска вспыхивающих объектов наилучшим образом. Большинство используемых в подобных исследованиях признаков предназначены для описания распределения магнитуд (или потоков) наблюдений (например, моменты распределения, интерквартильный интервал и т.п.) или формы кривой блеска [4, 5]. Однако эти

<sup>©</sup> Лаврухина А. Д., Маланчев К. Л., 2022
признаки обычно не чувствительны к асимметрии распределения магнитуд, то есть не способны отличить объекты с поярчаниями от затменных систем, которые занимают значительную часть от всех известных переменных звезд [6]. Таким образом, было бы интересным использование признаков, описывающих различия между переменной и постоянной частями кривой блеска.

В данной работе нами рассматривается алгоритм Оцу [7], который используется в областях обработки изображений и компьютерного зрения в задачах обнаружения объектов. Основная идея алгоритма заключается в подборе такого порога яркости, по которому можно было бы отделить объект от фона. Этот алгоритм, примененный к выборке магнитуд кривой блеска, может позволить отделить переменную часть кривой блеска от постоянной.

Мы впервые предлагаем применение алгоритма Оцу к кривым блеска переменных звёзд и демонстрируем результаты его работы для выборок карликовых новых и разделенных затменных двойных систем из каталогов проекта OGLE [8, 9].

Метод Оцу [7] используется в области компьютерного зрения для бинаризации изображения. Исходная выборка яркости пикселей разделяется на две подвыборки по пороговому значению яркости. Алгоритм основывается на идее минимизации внутриклассовой дисперсии  $\sigma_W^2$  (1). Было показано [7], что выбор порога на основе минимизации дисперсии внутри подвыборок, эквивалентен выбору на основе максимизации межклассовой дисперсии  $\sigma_B^2$  (2).

$$\sigma_W^2 = w_0 \sigma_0^2 + w_1 \sigma_1^2, \tag{1}$$

$$\sigma_B^2 = w_0 w_1 (\mu_1 - \mu_0)^2, \tag{2}$$

где  $w_i$  — вероятность подвыборки (отношение количества объектов в подвыборке к общему числу объектов выборки);  $\sigma_i^2$  — дисперсия подвыборки;  $\mu_i$  — среднее подвыборки; i = 0, 1обозначает тусклую и яркую подвыборку. Наша идея заключается в том, что в результате работы алгоритма максимумы блеска карликовой новой окажутся в яркой подвыборке, а её плато — в тусклой. Аналогично, минимумы блеска затменной двойной окажутся в тусклой подвыборке, а её плато — в яркой.

Кривые блеска в фильтре I карликовых новых и затменных двойных взяты из обзоров проекта OGLE [10, 11]. Для выборки затменных звёзд нами было решено использовать только разделенные системы, так как их кривая блеска состоит из затмений и плато. Для их отбора была проведена предварительная фильтрация данных: выбирались объекты, классифицированные в каталоге OGLE как nonEC (разделенные затменные двойные) и с периодом больше чем один день.

На Рис. 1 изображены несколько примеров работы алгоритма Оцу на нескольких кривых блеска. На левых панелях рисунка видно, что алгоритму удается хорошо отделять минимум кривой блеска от максимума в случае когда поярчание (или потускнение) имеет достаточно большие амплитуду и общую продолжительность. Однако, правые панели рисунка показывают, что при наличии значительной переменности вне вспышек (или затмений) сложно говорить о наличии плато, и качество работы алгоритма оставляет желать лучшего.

На Рис. 2 изображены гистограммы признаков, извлеченных из тусклой и яркой частей кривой блеска. Верхняя левая панель показывает разницу средних магнитуд подвыборок  $(\mu_0 - \mu_1)$ . Разница в распределениях для классов обуславливается различием в характерных амплитудах этих объектов. Верхняя правая панель показывает отношение числа наблюдений в яркой подвыборке к общему числу наблюдений  $w_1$ . Видно, что в подвыборке, которая должна содержать плато, в среднем больше наблюдений, то есть в случае карликовых новых преобладает тусклая подвыборка, а для затменных двойных — яркая. На

нижних панелях изображены распределения стандартного отклонения для яркой и тусклой подвыборок. Можно заметить, что затменные двойные демонстрируют более узкое распределение для яркой подвыборки, что можно объяснить меньшей дисперсией подвыборки, содержащей плато.



Рис. 1. Примеры работы алгоритма на кривых блеска карликовых новых (сверху) и разделенных затменных двойных (снизу): синим цветом показана тусклая подвыборка, красным – яркая



Рис. 2. Гистограммы распределения признаков, извлеченных из тусклой и яркой частей: разница средних магнитуд между яркой и тусклой подвыборками, отношение количества измерений в тусклой подвыборке к общему числу измерений, стандартные отклонения в яркой и тусклой подвыборках

Благодарности Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Национального центра научных исследований Франции в рамках научного проекта №21-52-15024, а также при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фундаментальные и прикладные исследования космоса».

- Cabral JB, Sánchez B, Ramos F et al. From FATS to feets: Further improvements to an astronomical feature extraction tool based on machine learning // Astronomy and Computing. - 2018.
- [2] Лаврухина А.Д., Маланчев К.Л. Извлечение признаков из кривых блеска астрономических источников // Астрономия и исследование космического пространства.—Екатеринбург, 2021. — 2021. — Р. 133–136.
- [3] Malanchev K. L., Pruzhinskaya M. V., Korolev V. S. et al. Anomaly detection in the Zwicky Transient Facility DR3 // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2021. - Vol. 502, № 4. -P. 5147-5175. 2012.01419.
- [4] Kim, Dae-Won, Protopapas, Pavlos, Bailer-Jones, Coryn A. L. et al. The EPOCH Project
  I. Periodic variable stars in the EROS-2 LMC database // A&A. 2014. Vol. 566. P. A43.
- [5] Stetson Peter B. On the Automatic Determination of Light-Curve Parameters for Cepheid Variables // Publications of the Astronomical Society of the Pacific. — 1996. — Vol. 108. — P. 851.
- [6] Watson C. L., Henden A. A., Price A. The International Variable Star Index (VSX) // Society for Astronomical Sciences Annual Symposium. – 2006. – Vol. 25. – P. 47.
- [7] Otsu Nobuyuki. A Threshold Selection Method from Gray-Level Histograms // IEEE Transactions on Systems, Man, and Cybernetics. — 1979. — Vol. 9, № 1. — P. 62–66.
- [8] Udalski A., Szymanski M. K., Soszynski I., Poleski R. The Optical Gravitational Lensing Experiment. Final Reductions of the OGLE-III Data // Acta Astronomica. - 2008. --Vol. 58. -- P. 69-87. 0807.3884.
- [9] Udalski A., Szymański M. K., Szymański G. OGLE-IV: Fourth Phase of the Optical Gravitational Lensing Experiment // Acta Astronomica. — 2015. — Vol. 65, № 1. — P. 1–38. 1504.05966.
- [10] Mroz P., Udalski A., Poleski R. et al. One Thousand New Dwarf Novae from the OGLE Survey. – 2016. 1601.02617.
- [11] Pietrukowicz P., Mroz P., Soszynski I. et al. Eclipsing Binary Stars in the OGLE-III Galactic Disk Fields. – 2013. 1306.6324.

### ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АККРЕЦИИ НА ПОЛЮСА НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

### И. Д. Маркозов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет

В ходе работы произведено самосогласованное радиационно-гидродинамическое моделирование процесса аккреции на полюса замагниченной нейтронной звезды. Учтено давление излучение, порождаемого аккрецирующей плазмой, на падающий поток. Из микроскопических процессов обмена энергией-имульсом между полем излучения и веществом в первом приближении в ходе работы рассмотрено только упругое рассеяние фотонов на электронах в сильном магнитном поле.

### HYDRODYNAMIC SIMULATION OF ACCRETION ON THE POLES OF A NEUTRON STAR

#### I. D. Markozov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Saint Petersburg State University

In this work a self-consistent radiation-hydrodynamic simulation of the accretion process at the poles of a magnetized neutron star was carried out. The pressure of radiation generated by the accreting plasma on the incident flow is taken into account. Of the microscopic processes of energy-momentum exchange between the field of radiation and matter, in the first approximation during the work, only elastic scattering of photons by electrons in a strong magnetic field was considered.

## Введение

Аккреция вдоль силовых линий магнитного поля на полюса является одним из самых значимых процессов в астрофизике нейтронных звезд. Падающая с релятивистскими скоростями плазма со звезды-компаньона при столкновении с поверхностью высвечивает свою кинетическую энергию, в результате чего порождается излучение в рентгеновском диапазоне. Так объясняется существование рентгеновских пульсаров.

Излучение, порождаемое процессом аккреции может быть столь сильным, что будет оказывать существенное давление на падающее вещество, влияя тем самым на динамическую структуру аккрецирующего потока [1], [2], [3]. При этом характеристики выходящего излучения будут зависеть от свойств аккрецирующей среды. Самосогласованное совместное решение задачи переноса излучения и радиационной гидродинамики является предметом данной работы.

### Описание методики

Поток падающего на полюса вещества описывается уравнениями радиационной гидродинамики [4]:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0\\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho e + \frac{1}{2}\rho u^2) + \nabla \cdot (\rho \vec{u}h + \frac{1}{2}\rho \vec{u}u^2) = Q_g - \int d\nu \int_{4\pi} d\Omega (j_E - k_E I_E)\\ \frac{\partial \rho \vec{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \otimes \vec{u}) + \nabla p = -\frac{1}{c} \int dE \int_{4\pi} d\Omega \vec{n} (j_E - k_E I_E) + \vec{F_g} \end{cases}$$
(1)

⑦ Маркозов И. Д., 2022

Где  $\rho$  — плотность вещества,  $\vec{u}$  — его скорость, h — энтальпия, e — массовая плотность энергии.  $Q_g = \rho \vec{u} \cdot \vec{g}$  — мощность силы гравитации,  $F_g = \rho \vec{g}$  — ее плотность,  $g = \frac{GM}{r^2}$  — ускорение свободного падения. Уравнение состояния берется для случая идеального газа. Предполагается, что все электроны находятся на основном уровне Ландау и участвуют только в одномерном движении. Поэтому используется показатель адиабаты  $\gamma = 2$  для смеси электронного газа с одной степенью свободы и протонного с тремя. Также в правой части уравнений присутствуют радиационные источниковые члены, подчиняющиеся уравнению переноса излучения:

$$\vec{n} \cdot \nabla I_E = j_E - k_E I_E \tag{2}$$

Здесь  $\vec{n}$  — единичный вектор направления распространения излучения,  $I_E$  — интенсивность излучения с энергией фотона  $E, k_E$  — коэффициент поглощения,  $j_E$  — коэффициент излучения.

Рассматриваемые нами нейтронные звезды обладают сильными магнитными полями порядка  $10^{12} - 10^{13}$  Гс, вещество движется вдоль силовых линий поля, поэтому траектория каждого выделенного объема плазмы вырождается в одномерную линию. Мы пренебрегали кривизной поля и рассматривали цилиндрическую область над полюсом нейтронной звезды. Тогда система уравнений гидродинамики сводится к одномерным уравнениям в декартовых координатах, а динамические характеристики плазмы зависят от высоты над полюсом и расстояния от центральной оси цилиндра.

Для численного решения системы уравнений использовалось расщепление схемы. На каждом шаге вначале решались уравнения гидродинамики с учетом гравитации и без давления излучения. Для этого использовалась библиотека Virginia Hydrodynamics One (VH-1), в которой реализован метод PPMLR [5]. Далее производился расчет переноса излучения и изменения импульса и энергии плазмы за счет взаимодействия излучения с веществом методом Монте-Карло. После этого вычислялись изменения динамических характеристик плазмы из-за наличия радиационных членов. Код программы был написан на языке Fortran 90.

Расчетная область представляла из себя цилиндр радиуса  $R_c$  и высоты H. По высоте вводилась равномерная сетка с числом промежутков  $N_z$ . Поперечное сечение цилиндра дробилось на  $N_{\rho}$  колец равных площадей. Далее для каждого кольца отдельно решалась одномерная гидродинамическая задача.

Граничные условия на верхней крышке рассматриваемого цилиндра: фиксированный темп аккреции  $\dot{M}$ , скорость равна скорости свободного падения, температура T = 1 keV.

Падающее вещество тормозится до нулевой скорости в столкновительном режиме на поверхности НЗ [3]. Рассмотрение этого процесса выходит за рамки данной работы. Предполагается, что зона остановки находится прямо под нижней границей расчетной области и взаимодействие с ней происходит через излучение, порождаемое в результате остановки вещества. За граничное условие на нижней крышке цилиндра, таким образом, бралось равенство кинетической энергии падающего вещества в сумме с излучением, приходящим в поверхность НЗ и изотропного излучения от поверхности. В подшаге схемы с расщеплением, на котором решаются гидродинамические уравнения без радиационных членов, нижняя граница цилиндра предполагалась открытой крышкой, программно это реализовано через условие нулевого градиента за пределами расчетной области.

Начальные условия брались соответствующими состоянию адиабатического свободного падения вещества. Из известной скорости и темпа аккреции рассчитывалась плотность, которая по адиабатическому закону связывалась с температурой и давлением.

Расчет переноса излучения осуществлялся методом Монте-Карло. Излучение «впрыскивалось» в расчетную область отдельными порциями (условно назовем их фотонами). Число порций  $N_{ph}$ . Далее для каждого фотона отдельно прослеживалась его эволюция вплоть до выхода из цилиндра. Случайным образом разыгрывалась оптическая длина пробега до столкновения и направление при рассеянии. Из законов сохранения энергии и импульса в сильном магнитном поле вычислялись изменения этих характеристик для фотона и окружающей среды в ячейке цилиндра, где произошло столкновение. Из радиационных процессов взаимодействия излучения и вещества рассматривалось только упругое консервативное рассеяние. В дальнейшем планируется ввести в модель более богатую микрофизику. Интерральное сечение бралось равным томсоновскому, индикатриса принималась анизотропной в системе отсчета покоя электрона. Переход в лабораторную систему производился согласно формулам релятивистской аберрации. Рассматривались переходы только с основного уровня Ландау на основной, учитывались законы сохранения энергии и импульса вдоль параллельной силовым линиям оси, что соответствует упругому рассеянию в сильном магнитном поле.

## Результаты

Моделирование было проведено для различных значений параметров. Основным результатом является распределение характеристик падающей плазмы (скорости, давления и плотности) по аккреционному каналу.



Рис. 1. Усредненные по поперечному сечению аккреционного канала значения скорости в единицах скорости света от расстояния до центра нейтронной звезды в метрах, сплошная линия - свободное падение. Параметры: а) M = 1.4 массы Солнца, R = 12 км,  $R_c = 550$  м,  $N_z = 1000$ ,  $N_{ph} = 10^5$ , H = 2500 м, штрихованная линия  $\dot{M} = 10^{15}$  г/с, штрих-пунктир  $\dot{M} = 10^{16}$  г/с; b) M = 1.4 массы Солнца, R = 12 км,  $R_c = 550$  м,  $\dot{M} = 2.5 \cdot 10^{16}$  г/с,  $N_z = 5000$ ,  $N_{ph} = 10^5$ , H = 30000 м

Выше представлены усредненные по радиальной трансверсальной координате значения скорости аккрецирующей плазмы. На левом графике видно гладкое торможение вещества к поверхности. При этом, чем больше темп аккреции, тем сильнее тормозится вещество. При дальнейшем увеличении  $\dot{M}$  ожидается образование и отрыв от поверхности радиационнодоминированной ударной волны [2], [3], под которой образуется зона медленного оседания вещества. Однако, как видно на графике 16, вместо этого в нашей модели появляется гидродинамическая ударная волна, которая уходит от полюса на значительное расстояние. Такое поведение представляется некорректным и, вероятно, связано с тем, что при сильном давлении излучения на одну расчетную ячейку около поверхности приходится слишком большой градиент характеристик, для правильной работы с которым необходимо адаптировать сетку. Однако, детальный анализ остается предметом дальнейшего исследования.



Рис. 2. Профили скорости для разных расстояний от оси цилиндра. Параметры: M = 1.4 массы Солнца, R = 12 км,  $R_c = 550$  м,  $N_z = 1000$ ,  $N_\rho = 18$ ,  $N_{ph} = 10^6$ , H = 2500 м,  $\dot{M} = 10^{16}$  г/с;

Помимо усредненных по поперечной координате профилей также посчитана двумерная картина (2). Видно, что торможение максимально по центру канала и спадает к его краям. Таким образом, над полюсом возникает куполообразная структура с уменьшающейся от центра канала плотностью.

### Заключение

В работе представлены результаты гидродинамического моделирования аккреции на полюса нейтронной звезды. Показано, что давление излучения существенно влияет на картину аккреционного канала. Однако, на больших темпах аккреции численная схема в текущем виде демонстрирует неспособность получить результаты, согласующиеся с предыдущими работами. Таким образом, область сверхкритических пульсаров остается недоступной для нашего моделирования.

На данном этапе из элементарных процессов учитывается только упругое рассеяние с томсоновским сечением. Включение тормозных и циклотронных процессов, а также более физически-адекватных сечений является предметом дальнейшего рассмотрения.

- Davidson Kris. Accretion at a Magnetic Pole of a Neutron Star // Nature Physical Science. 1973. – Vol. 246, № 149. – P. 1–4.
- [2] Basko M. M., Sunyaev R. A. The limiting luminosity of accreting neutron stars with magnetic fields. // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 1976. - Vol. 175. - P. 395-417.
- [3] Wang Y. M., Frank J. Plasma infall and X-ray production in the magnetic funnel of an accreting neutron star. // Astron. Astrophys. 1981. Vol. 93. P. 255-268.
- [4] Castor John I. Radiation Hydrodynamics. 2004.
- [5] Colella P., Woodward Paul R. The Piecewise Parabolic Method (PPM) for Gas-Dynamical Simulations // Journal of Computational Physics. - 1984. - Vol. 54. - P. 174-201.

### МЕТОД ОТБОРА ЗВЕЗД ИЗ GAIA EDR3 ДЛЯ СТАТИСТИЧЕСКОГО ИССЛЕДОВАНИЯ РАССЕЯННОГО СКОПЛЕНИЯ

#### В. О. Михневич, А. Ф. Селезнев

Уральский федеральный университет

На примере рассеянных скоплений NGC 1039 и NGC 6124 показано, что для каждого скопления может быть найден оптимальный диапазон астрометрических параметров каталога Gaia EDR3, при котором количество звезд скопления, определяемое статистически, будет максимальным. Для отбора звезд создано приложение на языке Python. Это приложение позволяет отбирать звезды, изменяя интервалы астрометрических параметров, контролируя вид диаграммы «звездная величина–покзатель цвета» и карту распределения звезд.

### METHOD FOR SELECTING STARS FROM GAIA EDR3 FOR STATISTICAL INVESTIGATION OF AN OPEN CLUSTER

# V. O. Mikhnevich, A. F. Seleznev

Ural Federal University

Using the open clusters NGC 1039 and NGC 6124 as examples, we show that for each cluster, an optimal range of astrometric parameters of the Gaia EDR3 catalog can be found. It means that the number of cluster stars, determined statistically, will be maximum. A Python application has been created to select stars. This application allows us to select stars by changing the intervals of the astrometric parameters, controlling the appearance of the colour-magnitude diagram and the star distribution map.

Одна из самых серьезных проблем исследования рассеянных звездных скоплений (P3C) заключается в выделении звезд членов скопления. Не отделив члены скопления от звезд фона, исследовать скопление можно только статистически. В настоящее время существуют каталоги Gaia [1], облегчающие эту задачу. Поскольку все звезды P3C имеют общее происхождение, они имеют лишь небольшой разброс в значениях параллакса и собственного движения. Благодаря этому, их можно довольно надежно выделить среди звезд поля. Но при таком методе отбора существует вероятность потерять звезды, принадлежащие скоплению, если накладывать слишком широкий или узкий диапазон ограничений на астрометрические параметры (в первом случае причиной потери являются крупномасштабные флуктуации плотности звезд поля, во втором — ошибки астрометрических параметров).

Мы создали интерактивную программу для отбора звезд, позволяющую менять предельные значения параллакса и собственного движения, отслеживая изменения в диаграмме «звездная величина–показатель цвета», в карте распределения звезд и в числе звезд скопления, определяемом статистически. Программа была написана с помощью Tkinter пакета для Python, предназначенного для работы с библиотекой Tk, которая содержит компоненты графического интерфейса пользователя (graphical user interface – GUI).

На Рис. 1 представлен графический интерфейс программы. Изменяя значения параметров в спинбоксах можно наблюдать изменение вида диаграммы «звездная величина– показатель цвета», проекции галактических координат звезд на плоскость и диаграмм распределения астрометрических параметров по видимой звездной величине G.

<sup>©</sup> Михневич В. О., Селезнев А. Ф., 2022

Справа от спинбоксов указываются наиболее вероятные значения собственного движения и соответствующая им скорость, наиболее вероятное значение параллакса и соответствующее ему расстояние до объекта. Наиболее вероятное значение определяется по распределению линейной плотности вероятности, оцененной методом одномерного KDE (Kernel Density Estimator).

Имеется возможность указать радиус скопления в угловых минутах и предельную величину G. Оценка координат центра производится один раз, также методом одномерного KDE, и не корректируется в дальнейшем. При нажатии кнопки Redraw обновляются изображения и оценивается полное число звезд в исследуемой области и число звезд скопления за исключением фона, с установленными ограничениями. Оценка проводится в предположении о равномерном распределении звезд поля и сферической симметрии скопления. Из



Рис. 1. Графический интерфейс программы на примере NGC 6124

числа звезд внутри круга скопления вычитается число звезд в кольце, расположенном за кругом скопления, площадь которого равна площади круга скопления.

Обращение к данным осуществляется посредством чтения файла. Требуется изменение некоторых параметров в коде программы.

Данное приложение создавалось как вспомогательный инструмент, предназначенный для выбора оптимальных коридоров значений астрометрических параметров для стати-

стического исследования скопления.

Для проведения статистического исследования скопления производится отбор звезд из каталога по астрометрическим параметрам с целью уменьшить крупномасштабные флуктуации плотности звезд поля. Используя данное приложение, можно оценить оптимальные коридоры значений параллакса и собственного движения для отбора звезд. Для двух скоплений NGC 6124 и NGC 1039 была проделана следующая работа: были получены оценки радиусов скоплений по методу, описанному в [2, 3], которые составили  $116'\pm3'$  и  $79'\pm1'$  соответственно; затем были сформированы несколько выборок на основе данных каталога Gaia EDR3 [4] с равномерным шагом сужения коридоров астрометрических параметров звезд и построены графики, на которых номеру выборки соответствует число звезд скопления N. Данные приведены в Таблице 1 и Таблице 2.

Ta	блица	1.	Парам	етры	выборок	для	скопления	Ν	G(	3	61	$2^{2}$	4
----	-------	----	-------	------	---------	-----	-----------	---	----	---	----	---------	---

Номер выборки	$\mu_{lphamin}\ { m mas/yr}$	$\mu_{lpha}{}_{max} \ { m mas/yr}$	$\mu_{\deltamin} \ { m mas/yr}$	$\mu_{\delta max} \ { m mas/yr}$	$\pi_{min}$ mas	$\pi_{max}$ mas	Ν
1	-1.9	1.5	-3.8	-0.4	0.6	2.6	291
2	-1.78	1.38	-3.68	-0.52	0.69	2.51	944
3	-1.66	1.26	-3.56	-0.64	0.78	2.42	1194
4	-1.54	1.14	-3.44	-0.76	0.87	2.33	1366
5	-1.42	1.02	-3.32	-0.88	0.96	2.24	1385
6	-1.3	0.9	-3.2	-1.0	1.05	2.15	1369
7	-1.18	0.78	-3.08	-1.12	1.14	2.06	1354
8	-1.06	0.66	-2.96	-1.24	1.23	1.97	1338
9	-0.94	0.54	-2.84	-1.36	1.32	1.88	1286
10	-0.82	0.42	-2.72	-1.48	1.41	1.79	1133
11	-0.7	0.3	-2.6	-1.6	1.5	1.7	877
12	-0.58	0.18	-2.48	-1.72	1.55	1.65	519

Таблица 2. Параметры выборок для скопления NGC 1039

Номер выборки	$\mu_{lphamin} \ { m mas/yr}$	$\mu_{lpha max} \ { m mas/yr}$	${\mu_{\delta}}_{min} \ { m mas/yr}$	$\mu_{\delta max} \ { m mas/yr}$	$\frac{\pi_{min}}{\max}$	$\pi_{max}$ mas	Ν
1	-3.1	4.6	-9.6	-1.9	0.8	3.0	606
2	-2.75	4.25	-9.25	-2.25	0.9	2.9	623
3	-2.4	3.9	-8.9	-2.6	1.0	2.8	629
4	-2.05	3.55	-8.55	-2.95	1.1	2.7	597
5	-1.7	3.2	-8.2	-3.3	1.2	2.6	597
6	-1.35	2.85	-7.85	-3.65	1.3	2.5	617
7	-1	2.5	-7.5	-4	1.4	2.4	605
8	-0.65	2.15	-7.15	-4.35	1.5	2.3	584
9	-0.3	1.8	-6.8	-4.7	1.6	2.2	578
10	0.05	1.45	-6.45	-5.05	1.7	2.1	493
11	0.3	1.0	-6.1	-5.4	1.9	2.1	334

Графики распределения числа звезд по номеру выборки приведены на Рис. 2. В обоих случаях использовались звезды со звездными величинами *G* < 18.

Параметры выборок, при которых график выходит на плато, то есть где число звезд скопления остается максимальным и примерно постоянным, мы считаем оптимальными для интервалов астрометрических параметров. Для скопления NGC 6124 график выходит на плато с четвертой по девятую выборку, что соответствует отклонению от наиболее вероятного значения по собственному движению  $\Delta \mu = \pm (0.86 \div 1.34)$  mas/yr (что соответствует  $\Delta V = \pm (2.5 \div 3.9)$  км/с) и по параллаксу  $\Delta \pi = \pm (0.37 \div 0.73)$  mas. Для скопления NGC 1039 — с первой по восьмую выборку, что соответствует  $\Delta \mu = \pm (1.40 \div 3.35)$  mas/yr ( $\Delta V = \pm (3.3 \div 9.2)$  км/с) и  $\Delta \pi = \pm (0.4 \div 1.0)$  mas.



Рис. 2. Число звезд скопления в зависимости от номера выборки

Для выборок с наибольшим N вновь были оценены радиусы скоплений, которые в пределах погрешностей соответствуют прежним оценкам. Они составили  $115' \pm 1'$  для NGC 6124 и  $78' \pm 2'$  для NGC 1039. Эти наибольшие числа звезд равны 629 для NGC 1039 и 1385 для NGC 6124. Они близки к числам звезд с вероятностью принадлежности к скоплению больше 0.5 из работы [5] — 578 для NGC 1039 и 1327 для NGC 6124.

Таким образом, для скоплений можно найти оптимальные интервалы по астрометрическим параметрам, при использовании которых число звезд скопления, определяемое статистически, остается максимальным и примерно одинаковым. Специально разработанное приложение помогает искать такие оптимальные интервалы параметров. Оценки числа звезд, принадлежащих скоплению, в целом неплохо согласуются с оценками, полученными из функций блеска этих скоплений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2020-0030.

- [1] Collaboration Gaia, Brown A.G.A., Vallenari A. et al. The Gaia mission // Astron. Astrophys. - 2016. - Vol. 595.
- [2] Danilov V. M., Seleznev A. F. On the Motion of Stars in the Pleiades According to Gaia DR2 Data // Astrophysical Bulletin. - 2020. - Vol. 75, № 4. - P. 407-424.
- [3] Кулеш М.В., Селезнев А.Ф. Метод определения радиуса скопления по радиальному профилю плотности // Астрономия и исследование космического пространства / ред.
   Э.Д. Кузнецов, Д.З. Вибе, А.Б. Островский и др. — 2021. — С. 42–45.
- [4] Collaboration Gaia, Brown A.G.A., Vallenari A. et al. Gaia Early Data Release 3: Summary of the contents and survey properties // Astron. Astrophys. 2021. Vol. 649. 21 p.
- [5] Cantat-Gaudin T., Jordi C., Vallenari A. et al. A Gaia DR2 view of the open cluster population in the Milky Way // Astron. Astrophys. - 2018. - Vol. 618. - P. A93.

### ТРАЕКТОРИИ МАССИВНЫХ ТЕЛ В МОДЕЛЯХ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ ПОСТОЯННОЙ И СТРУКТУРА СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

### Р. С. Накибов<sup>1</sup>, А. В. Урсулов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Уральский федеральный университет имени первого президента России Б. Н. Ельцина

В работе в рамках общей теории относительности рассмотрены особенности траекторий массивных тел, обусловленные отрицательной космологической постоянной:  $\Lambda < 0$ . Получены формулы, определяющие параметры орбиты тел в метрике Кеттлера. Показано, что существует стабильная круговая орбита с радиусом  $R_{\Lambda} \sim \sqrt{\frac{1}{|\Lambda|}}$ . На расстояниях  $r < R_{\Lambda}$  траекториями частиц являются прецессирующие эллипсы, а при  $r > R_{\Lambda}$  — спирали. В рамках рассматриваемого подхода предложена простая модель спиральных галактик и сделана попытка качественно объяснить их кривые вращения.

#### ORBITS OF MASSIVE PARTICLES IN NEGATIVE COSMOLOGICAL CONSTANT MODELS AND STRUCTURE OF SPIRAL GALAXIES

**R. S.** Nakibov<sup>1</sup>, A. V. Ursulov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Ural Federal University named after the first President of Russia B. N. Yeltsin

This paper explores features of massive particle orbits caused by the considering of negative cosmological constant ( $\Lambda < 0$ ) in GR. Trajectory formulas are obtained for different cases of non-circular motion in Kottler metric. It is also shown that a stable circular orbit  $R_{\Lambda}$  exists with  $R_{\Lambda} \sim \sqrt{\frac{1}{|\Lambda|}}$ . Within that orbit ( $r < R_{\Lambda}$ ) the trajectories are precessing ellipses and the spiral structure emerges beyond ( $r > R_{\Lambda}$ ). Within the framework of this approach, a simple model of a spiral galaxy has been obtained. In addition, an attempt is made to qualitatively explain the shape of the rotational curves of spiral galaxies.

# Введение

Уравнения гравитационного поля с положительной космологической постоянной позволяют в рамках модели  $\Lambda CDM$  объяснить ускоренное расширение Вселенной [1]. Данная модель хорошо работает на расстояниях порядка размеров наблюдаемой Вселенной, однако на меньших расстояниях (например, галактических) она предполагает наличие гипотетической темной материи. Одной из альтернатив  $\Lambda CDM$  модели на галактических расстояниях является модель, в которой космологическая постоянная отрицательна. Такая модель позволяет, например, объяснить кривые вращения галактик, не прибегая к гипотезе тёмной материи [2].

В данной работе показывается, что модель с отрицательной космологической постоянной объясняет не только кривые вращения галактик, но и позволяет выдвинуть некоторые гипотезы относительно структуры спиральных галактик.

<sup>©</sup> Накибов Р. С., Урсулов А. В., 2022

### Основная часть

Рассмотрим сферически симметричную метрику достаточно общего вида  $g_{ij}(r,t) = diag(a(r,t), b(r,t), f(r,t), f(r,t) \sin^2 \theta)$ , где a(r,t) > 0, а b(r,t) < 0, f(r,t) < 0. Без ограничения общности можно считать, что движение осуществляется в экваториальной плоскости  $\theta = \pi/2$ . Тогда из уравнений Эйнштейна с космологической постоянной  $\Lambda < 0$  в статическом случае получим

$$a(r) = 4Q - Af(r) + B\frac{1}{\sqrt{-f(r)}}$$
  

$$b(r) = \frac{Q(f'(r))^2}{f(r) \left[4Q - Af(r) + B\frac{1}{\sqrt{-f(r)}}\right]}$$
  

$$4Q|\Lambda|/3 = A$$
(1)

где *А*, *B*, *Q* — произвольные постоянные.

Используя данные соотношения из уравнений геодезической линии находим формулу для траектории:

$$(\phi(r)')^2 = \frac{(f(r)')^2}{-\frac{Ac^2}{QJ^2}f(r)^4 + \left(4\frac{c^2}{J^2} + \frac{A-K^2/J^2}{Q}\right)f(r)^3 - 4f(r)^2 + \frac{f(r)^2}{\sqrt{-f(r)}}\left(\frac{Bc^2f(r)}{J^2Q} - \frac{B}{Q}\right)},$$
(2)

где K — постоянная, характеризующая отношение энергии частицы к ее энергии покоя и J — момент импульса, приходящийся на единицу массы.

Отметим, что уравнение (2) может быть записано в форме уравнения Бине

$$\frac{d^2u}{d\varphi^2} + u = \frac{m}{L^2u^2} \frac{d\mathcal{U}(r)}{dr},\tag{3}$$

где u = 1/r,  $\mathcal{U}(r)$  — потенциальная энергия частицы. L = mJ — момент импульса. Пля рассматриваемой метрики

Для рассматриваемой метрики

$$\mathcal{U}(r) = \frac{mc^2}{2} \left( \frac{1}{r^4} \frac{f(r)^2}{b(r)} \left( \frac{1}{a(r)} \frac{K^2}{c^2} + \frac{1}{f(r)} \frac{J^2}{c^2} - 1 \right) - \frac{1}{r^2} \frac{J^2}{c^2} + const \right).$$
(4)

Метрика сферически-симметричного гравитационного поля с  $\Lambda \neq 0$  впервые рассматривалась в работе [3]. В этом случае  $f(r) = -r^2$  и  $A = \frac{|\Lambda|}{3}$ ,  $Q = \frac{1}{4}$ ,  $B = -r_g$  ( $r_g$  — гравитационный радиус центрального тела), . Круговые орбиты можно получить двумя эквивалентными способами: либо из непосредственного анализа уравнений геодезической, либо путем нахождения минимума эффективного гравитационного потенциала, полученного на основе уравнения Бине. В результате получаем следующее уравнение для круговой орбиты:

$$\frac{|\Lambda|}{3}r^5 + \frac{r_g}{2}r^2 - j^2r - \frac{3}{2}j^2r_g = 0,$$
(5)

где  $|\Lambda|$  — модуль космологической постоянной,  $r_g$  — гравитационный радиус центрального тела, j = J/c.

Решение уравнения (5) найдено разложением соответствующей алгебраической кривой в ряд Пюизе:

$$R_{\Lambda} = \frac{v}{c} \sqrt{\frac{3}{|\Lambda|}},\tag{6}$$

где v — линейная орбитальная скорость.

Отметим, что данная стабильная круговая орбита возникает только в модели с отрицательной космологической постоянной. Вблизи круговой орбиты уравнение траектории (2) принимает вид:

$$(\phi')^2 = \frac{j^2}{r^4} \frac{1}{-\frac{1}{3}|\Lambda|R^2 \left(1 + \frac{r^2}{R^2}\right) + \frac{r_g}{R} \left(1 + \frac{R}{r}\right) - \left(\frac{j_R^2}{R^2} + \frac{j^2}{r^2}\right)},\tag{7}$$

где R — радиус круговой орбиты, а  $j_R$  есть значение j на круговой орбите.

Для внутренней (r < R) и внешней (r > R) областей уравнение (7) допускает упрощения и может быть проинтегрировано.

Во внутренней области траектория при соответствующем выборе начальной фазы принимает вид прецессирующих эллипсов:

$$r = \frac{p}{1 + e\cos((1 - \varepsilon)\varphi)},\tag{8}$$

где  $\varepsilon$  есть параметр прецессии ( $\varepsilon << 1$ ), а параметр p и эксцентриситет e орбиты задаются выражениями

$$p = \frac{2j^2}{r_g}, \quad e = \sqrt{1 - \frac{4}{3} \frac{|\Lambda| R^2 j^2}{r_g^2}}$$
 (9)

За один период траектория поворачивается на угол  $\delta = 2\pi\varepsilon$ .

Во внешней области решение принимает следующий вид:

$$r = R \sqrt{\frac{\frac{r_g}{R} - \frac{v_R^2}{c^2}}{\frac{1}{3}|\Lambda|R^2 + \frac{R^2}{j^2}\left(\frac{r_g}{R} - \frac{v_R^2}{c^2}\right)^2\varphi^2}}.$$
(10)

Траектория вблизи круговой орбиты — гиперболическая спираль, размер которой ограничен максимальным расстоянием

$$r_{max}(r_g, \Lambda) = \sqrt{\frac{3}{|\Lambda|} \left(\frac{r_g}{R} - \frac{v_R^2}{c^2}\right)}.$$
(11)



Рис. 1. Фиолетовая линия — переходная круговая орбита; красная — спираль (10); черная — её разложение в ряд Тейлора:  $r = \frac{C_1}{\varphi} - \frac{C_2}{\varphi^3}$ ; зеленая — гиперболическая спираль  $r = \frac{C_1}{\varphi}$ .

Наличие решений в виде спиралей наводит на мысль применить данную модель для объяснения структуры спиральных галактик. Тогда формулу (11) можно использовать для грубой оценки радиуса галактики, где еще прослеживается спиральная структура.

В рамках рассматриваемой модели также могут быть получены кривые вращения галактик

$$\frac{v}{c} = \sqrt{\frac{|\Lambda|r^2 + \frac{1}{2}\frac{r_g}{r}}{1 - \frac{3}{2}\frac{r_g}{r}}}$$
(12)

Данная формула обобщает результат, полученный в работе [2]. Отметим, что формула имеет смысл только при  $r > \frac{3}{2}r_g$ . На малых расстояниях имеет место падение скорости  $\sim \sqrt{r_g/r}$ ,

однако на достаточном удалении наблюдается слабый рост  $\sim \sqrt{|\Lambda|}r$ . Приведенная скорость принимает минимум на расстоянии

$$r_{min} = \sqrt[3]{\frac{3}{4} \frac{r_g}{|\Lambda|}} + \frac{3}{4} r_g,$$
(13)

а её минимальное значение:

$$\frac{v_{min}}{c} = \sqrt[6]{\frac{9}{16}} |\Lambda| r_g^2.$$
(14)

## Обсуждение результатов и заключение

В работе рассматривается сферически-симметричные решения уравнений Эйнштейна с космологической постоянной. Показано, что в общем случае траектории удовлетворяют уравнению Бине с гравитационным потенциалом, зависящим от компонент метрического тензора.

Особо анализировался случай, когда входящий в уравнение Эйнштейна  $\Lambda$ -член отрицателен:  $\Lambda < 0$ . Для данного случая получены и проанализированы круговые траектории. Эти траектории разделяют пространство на две области с различным характером движения материальных тел: во внутренней области естественной траекторией являются прецессирующие эллипсы, во внешней — модифицированные гиперболические спирали.

Такой характер движения позволяет выдвинуть гипотезу, что исследуемая модель может быть применена к объяснению некоторых особенностей спиральных галактик с массивным балджем. Данная гипотеза предполагает наличие ряда закономерностей между характером движения галактик и величиной постоянной  $\Lambda$ . В частности предполагается существование переходной круговой орбиты, радиус которой определяется формулой (6), что, в свою очередь, предполагает наличие закономерности:  $R_{\Lambda} \sim \sqrt{\frac{1}{|\Lambda|}}$ . Кроме того, характерные размеры галактик должны удовлетворять выражению (11), а кривые вращения галактик соответствовать формуле (12).

Полученные закономерности должны быть согласованы с наблюдательными данными. Дальнейшее развитие данной гипотезы предполагает изучение динамики галактических пыли и газа на фоне рассматриваемой метрики, а полученные таким образом результаты должны быть соотнесены с принятым на настоящий момент объяснением спиральной структуры галактик — теорией волны плотности [4]. Все исследования, подтверждающее или опровергающее рассматриваемую гипотезу, предполагается произвести в дальнейшем.

- [1] Henke Christian. Standard cosmology on the Anti-de Sitter boundary // Classical and Quantum Gravity. 2021. Vol. 38, № 22. P. 225001.
- [2] Farnes, J. S. A unifying theory of dark energy and dark matter: Negative masses and matter creation within a modified framework // A&A. 2018. Vol. 620. P. A92.
- [3] Kottler Friedrich. Über die physikalischen Grundlagen der Einsteinschen Gravitationstheorie // Annalen der Physik. — 1918. — Vol. 361, № 14. — P. 401–462.

### ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА КОЛЕБАНИЙ ПЕРИОДА ВРАЩЕНИЯ ДИМОРФА – СПУТНИКА ДИДИМА

### К. М. Никоноров

Челябинский государственный университет

С помощью численной модели оценивается амплитуда естественных колебаний периода вращения Диморфа – спутника астероида Дидим. Оба астероида представлены в виде эллипсоидальных тел, состоящих из шаров, упакованных в гексагональную решётку. У такой системы несферичных тел параметры взаимной орбиты, а также периоды вращения тел хаотично колеблются из-за постоянного обмена между собственными моментами импульса тел и орбитальным моментом. Из наблюдений известно, что форма Дидима близка к сферической (соотношение размеров 0.99:1:0.91), но форма Диморфа неизвестна. Из наших расчетов следует, что в случае существенной несферичности Диморфа (соотношение размеров 0.77:1:0.89) период его вращения может увеличиваться на порядок величины в течение нескольких суток. Поэтому, ожидаемое изменение периода вращения Диморфа (до 10 минут) при воздействии ударника массой 600 кг и скоростью 6 км/с в миссии DART не будет заметно. Следовательно, последствия удара надо оценивать сразу же, а не через несколько лет после запуска космического аппарата Hera.

#### THEORETICAL ESTIMATIONS OF THE ROTATION PERIOD OSCILLATIONS OF DIMORPH – DIDYMOS SATELLITE

#### K. M. Nikonorov

Chelyabinsk State University

Using a numerical model, the amplitude of natural oscillations of the rotation period of the Dimorph – the satellite of the asteroid Didymos – is estimated. Both asteroids are represented as ellipsoidal bodies consisting of balls with hexagonal packing. In such a system of non-spherical bodies, the parameters of the mutual orbit, as well as the rotation periods of the bodies, fluctuate chaotically due to the constant exchange between the bodies spins and the orbital moment. It is known from observations that the shape of the Didymos is close to spherical (axis ratio 0.99:1:0.91) but the shape of the Dimorph is unknown. It follows from our calculations that in the case of significant non-sphericity of the Dimorph (axis ratio 0.77:1:0.89), its rotation period can increase by an order of magnitude over several days. Consequently, the expected change in the rotation period of the Dimorph (up to 10 minutes) will not be noticeable after the action of a 600-kilogram impactor at a speed of 6 km /s in the DART mission. Therefore, the consequences of the impact should be assessed immediately, and not in a few years after the launch of the Hera spacecraft.

## Введение

Исследование ударного воздействия на астероиды и, в частности, на двойные астероиды в настоящее время является актуальной темой в связи с реализацией NASA проекта DART, а также других проектов по защите Земли от опасных астероидов. Миссия по тестированию перенаправления двойного астероида DART (The Double Asteroid Redirection

<sup>©</sup> Никоноров К. М., 2022

Test) преследует две цели. Первая — показать, что космический аппарат можно точно нацелить и столкнуть с астероидом. Другая цель — оценить последствия такого столкновения [1]. DART был направлен 23.11.2021 к 780-метровому астероиду (65803) Дидиму. Его главной особенностью является наличие небольшого спутника, получившего обозначение S/2003 (65803) и известного также под официальным названием Диморф. Этот объект имеет размер всего 160 м и обращается вокруг основного астероида по эллиптической орбите с большой полуосью 1.18 км и с периодом в 11.9 часов. Именно он и станет «мишенью» для удара. Благодаря своей орбите Дидим является одним из самых легкодоступных для стартующих с Земли космических зондов. Согласно оценкам в результате миссии DART период вращения Диморфа может измениться на величину до 10 минут после воздействия ударника массой 600 кг и скоростью 6 км/с [1].

В тесном двойном астероиде, состоящем из несферичных тел, происходит непрерывный обмен между собственными моментами импульса тел и орбитальным моментом, а также между энергиями вращения и поступательного движения тел. Это приводит к достаточно быстрой эволюции системы. Она может идти 4 различными путями [2]:

- 1. Система сохранит стабильность в течение наблюдаемого промежутка времени,
- 2. Произойдет распад системы,
- 3. Произойдет столкновение астероидов, из которых состоит система, с возможным образованием контакной системы,
- 4. Произойдет деление спутника.

Численное моделирование эволюции абстрактного тесного двойного астероида с характерными размерами тел 1 км показывает, что период вращения спутника даже без внешних воздействий может увеличиться в несколько раз уже в течение первых суток [2]. Поэтому возникает вопрос: можно ли на фоне естественных колебаний периода вращения Диморфа наблюдать изменение этой величины на 10 минут после удара в миссии DART? Для ответа на этот вопрос в настоящей работе оцениваются естественные колебания периода вращения Диморфа.

## Модель и методы

В настоящей работе для исследования колебаний периода вращения Диморфа используется код «RigidAsteroids», разработанный научным руководителем С.Н. Замоздрой.

Для того чтобы учесть как несферическую форму, так и силу упругости простым способом, каждый астероид в модели представлен в виде твердого тела, состоящего из фиксированного числа шаров с гексагональной упаковкой (рис 1.). Если шары достаточно большие и твердые, то их деформация при столкновении тел невелика. Поэтому смещением центров инерции шаров во время столкновений можно пренебречь и предположить, что тела являются жесткими, т. е. сохраняют форму и распределение массы.

Используется инерциальная система отсчета с началом координат в точке центра инерции системы. Уравнения движения твердого тела в инерциальной системе отсчета записываются согласно учебнику [3]. Вращение тела описывается формулой Родриго для конечного поворота [4]. Учитываются только гравитационные и упругие силы. Вязкость опущена, потому что изучаются только тесные и быстро эволюционирующие двойные астероиды. Влияние Солнца, планет и других тел не учитывается. Силы трения и сдвига не рассматриваются. Предполагается, что внутренние гравитационные и упругие силы компенсируются в каждом теле. Рассматривается задача Коши для обыкновенных дифференциальных уравнений для векторных величин: радиус-вектор центра инерции тела, скорость центра инерции тела, собственный момент импульса и угол поворота тела. Таким образом, для двух тел в трехмерном случае общее число скалярных уравнений равно 24.

Задача Коши для этих уравнений решается численно с помощью метода Рунге-Кутта-Мерсона 4-го порядка. Этот метод регулирует временной шаг, используя текущие значения правых частей. Конечный вектор поворота  $\Theta$  сбрасывается до нуля, когда  $\Theta > 10$  радиан для каждого тела, и интегрирование уравнения для  $\Theta$  перезапускается. Алгебраическая система для вычисления угловой скорости тел решается численно методом Гаусса.

В расчетах использовались параметры Дидима и Диморфа представленные в таблице.

Ν	Параметр	Значение
1	Большая полуось системы	1.644 a.e.
2	Средний диаметр Дидима	$7.8 \cdot 10^4$ см
3	Средний диаметр Диморфа	$1.6 \cdot 10^4 \text{ cm}$
4	Большая полуось взаимной орбиты	$1.18 \cdot 10^5$ см
5	Эксцентриситет взаимной орбиты	0.05
6	Орбитальный период Диморфа	0.496 суток
7	Период вращения Дидима	2.259 ч
8	Период вращения Диморфа	12.4 ч

Таблица 1. Параметры Дидима и Диморфа, используемые в модели

Данные радара не позволяют увидеть Диморф с разных сторон. Предполагается, что собственный период вращения Диморфа равен 12.4 ± 3.0 ч, что согласуется с периодом взаимной орбиты 11.9 ч [5]. Тестовые расчеты мы проводили для эллиптических тел с соотношением размеров 0.77:1:0.89 по осям. Наблюдалось только два сценария эволюции двойного астероида: система или сохраняла стабильность на протяжении рассматриваемого интервала времени (100 лет), или распадалась. Сделаны следующие выводы:

- 1. Чем ближе вначале спутник находится к центральному телу, тем быстрее происходит распад данной системы. Исходя из этого в дальнейших расчетах Диморф располагаем в перицентре в начальный момент времени.
- 2. Время жизни двойной системы существенно зависит от начальной ориентации осей вращения. Выяснено, что система наиболее устойчива, когда начальная угловая скорость обоих тел перпендикулярна плоскости орбиты. Поэтому, именно, такую ориентацию осей используем во всех последующих расчетах.

Из результатов радиолокационных наблюдений выяснено, что размеры главного тела в двойной системе по осям 832 м, 838 м и 786 м, соответственно. Это дает соотношение размеров по осям 0.99:1:0.91. Поэтому в дальнейших расчетах форма Дидима заменена на более приближенную к сферичной с размерами по осям 0.95:1:0.91. Известно, что Диморф более вытянут, но его форма неизвестна [5]. Поэтому, чтобы оценить колебания периода вращения Диморфа было проведено несколько расчетов, в которых изменялась только его форма (рис. 1).

## Результаты

С помощью кода «RigidAsteroids» была рассчитана эволюция системы Дидим-Диморф на интервале времени 1 год при трех различных соотношения размеров Диморфа по осям

(рис. 1). В случае когда форма Диморфа максимально близка к сферической (соотношение по осям 0.99:1:0.91), амплитуда колебаний его периода вращения может достигать 12 ч. Например, период может возрастать в 2 раза за несколько суток. Это затруднит оценку изменения периода вращения Диморфа, вызванного ударником, даже в первые часы наблюдения. В случае менее сферичной формы Диморфа (соотношение по осям 0.89:1:0.9) амплитуда колебаний его периода вращения достигла 10 ч. В обоих этих случаях период вращения Диморфа колеблется преимущественно в интервале 10–15 ч. Обратим внимание, что с учетом погрешности измерений наблюдаемый период Диморфа заключен в этом же интервале [5]. Если же форму Диморфа предполагать болеее вытянутой (соотношение по осям 0.77:1:0.89), то период его вращения может изменяться в 13 раз. В этом случае чередуются режимы сильных и умеренных колебаний.

## Выводы

Из наших расчетов следует, что естественные колебания периода вращения Диморфа – спутника Дидима – существенно больше искуственного изменения этой величины при воздействии ударника массой 600 кг и скоростью 6 км/с в миссии DART. Вариация формы Диморфа приводит к заметным изменениям амплитуды естественных колебаний. Поэтому последствия удара необходимо оценивать сразу же.

В тесном двойном астероиде, состоящем из несферичных тел, происходит непрерывный обмен между собственными моментами импульса тел и орбитальным моментом, а также между энергиями вращения и поступательного движения тел. В дальнейшем интересно исследовать, может ли воздействие ударника ускорить естественную эволюцию системы, то есть оценить наличие чувствительной зависимости эволюции системы от начальных условий.

- Michel P., Cheng A. F., Rivkin A. S. Science case for the Asteroid Impact Mission (AIM): a component of the Asteroid Impact and Deflection Assessment (AIDA) Mission // Advances in Space Research. - 2016. - Vol. 57. - P. 2529-2547.
- [2] Boldrin L. A. G., Scheeres D. J., Winter O. C. Dynamics of rotationally fissioned asteroids: non-planar case // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2016. - Vol. 461. - P. 3982-3992.
- [3] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. І. Механика. Москва : Наука, 1973.
- [4] Лурье А. И. Аналитическая механика. Москва : ФИЗМАТЛИТ, 1961.
- [5] Naidy S. P., Benner L. A. M., Brozovic M. Radar observations and a physical model of binary near-Earth asteroid 65803 Didymos, target of the DART mission // Icarus. - 2020. --Vol. 348. - P. 113777.



Рис. 1. Начальное положение Дидима и Диморфа в проекции на плоскость xy при трех различных соотношения размеров Диморфа по осям x, y, z.: вверху 0.77:1:0.89, в середине 0.89:1:0.9, внизу 0.95:1:0.91.



Рис. 2. Эволюция периода вращения Диморфа при трех различных соотношения его размеров по осямx,y,z.

### ОЦЕНКА ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПЛОТНОГО ЯДРА L1287 С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ГЛАВНЫХ КОМПОНЕНТ И К-БЛИЖАЙШИХ СОСЕДЕЙ.

#### И. Н. Охандеров<sup>1</sup>, П. М. Землянуха<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород

Работа посвящена исследованию кинематики плотного ядра молекулярного облака L1287. По данным наблюдений молекулярных линии были получены оценки профилей физических параметров и рассчитаны оптимальные значения модели плотного ядра. Для нахождения глобального минимума многомерной функции ошибки используется оригинальный алгоритм. Для семплирования параметров используется пространство сниженной размерности, что позволяет ускорить алгоритм и анализировать более сложные модели. В данной работе рассматривается модель с 13 свободными параметрами которая вписывает 10 карт. Благодаря расширению числа анализируемых молекулярных линии получилось уточнить оценки физических параметров объекта исследования.

### ESTIMATION OF THE PHYSICAL PARAMETERS OF THE DENSE CORE L1287 USING THE METHOD OF PRINCIPAL COMPONENTS AND K-NEAREST NEIGHBORS

I. N. Okhanderov<sup>1</sup>, P. M. Zemlyanukha<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences

The work is devoted to the study of the kinematics of the dense core of the molecular cloud L1287. Based on the observations of molecular lines, estimates of the profiles of physical parameters were obtained and the optimal values of the dense core model were calculated. An original algorithm is used to find the global minimum of the multivariate error function. To sample the parameters, a space of reduced dimension is used, which allows to speed up the algorithm and analyze more complex models. In this paper, we used a model with 13 free parameters that fits 10 cards. The increase of the amount of analyzed molecular lines made it possible to refine the estimates of the physical parameters.

## Введение

Исследования кинематики плотных ядер молекулярных облаков необходимы для понимания начальных условии формировании звезд. Это является необходимым при изучении областей образования массивных звезд и звездных скоплений. Кинематику ядер изучают, в основном, по данным наблюдений в молекулярных линиях [1]. В данной работе было проведено вписывание модельных спектральных карт в наблюдаемые молекулярные линии ядра L1287 для оценки физических параметров газа ядра, таких как систематическая скорость сжатия, турбулентная скорость и другие. Для этого был использован модифицированный нами алгоритм, основанный на методе Главных Компонент [2]. Отличие данного алгоритма в том, что используется пространство сниженной размерности для семплирования функции невязки. Рассматривается не вероятные оптимальные значения а ансамбль возможных, что позволяет оценивать доверительные области параметров.

<sup>©</sup> Охандеров И. Н., Землянуха П. М., 2021

### Описание метода и результаты

В работе представлены данные наблюдении молекулярных линий:  $HCO^+(1-0)$ ,  $H^{13}CO^+(1-0)$ , HCN(1-0),  $H^{13}CN(1-0)$ , CS(2-1),  $C^{34}S(2-1)$  в плотном ядре L1287 полученных с помощью радиотелескопов OSO-20m Швеция [3] и IRAM-30m Испания (данные любезно предоставлены И. И. Зинченко). Наблюдения проводились в диапазоне частот ~ 86-98 ГГц. Ядро погружено в облако, которое находится на расстоянии ~ 930 пк [4]. Облако имеет форму волокна длиной ~ 10 пк. В ядре находится источник IRAS 0338+6312 [4].

Для оценки физических параметров ядра L1287 было использовано 1D моделирование переноса излучения в микротурбулетном приближении. Для этого использован алгоритм, предложенный в работе [2], который был расширен и дополнен для использования большего набора линий и разных обсерваторий совместно. Алгоритм включает в себя процедуру семплирования параметров модели, снижения размерности модели и выделения области модельных параметров вблизи минимума и нахождения вероятных значений параметров с помощью метода k-ближайших соседей (k-БС) [5]. Для каждого значения были определены границы доверительных областей. Оптимальные параметры определялись из минимума суммарной функции ошибок для карт в нескольких линиях по формуле:

$$\chi^2 = \frac{1}{N_p - n} \sum_{k=1}^{n_{lines}} \sum_{j=1}^{N_k} \sum_{i=1}^{m_k} \frac{(I_{ijk}^{obs} - I_{ijk}^{mod})^2}{\sigma_{jk}^2} , \qquad (1)$$

где  $N_p = \sum_{k=1}^{n_{lines}} N_k \times m_k$ ,  $N_k$  – количество пространственных точек на карте в k-й линии,  $m_k$  – количество каналов в спектре k-й линии,  $n_{lines}$  – количество линий,  $\sigma_{jk}$  – среднеквадратичное отклонение наблюдаемого спектра в k-линии в точке j. Доверительные области определялись с помощью метода сечения функции ошибки гиперплоскости.

В отличие от предыдущей версии алгоритма [2], в данном случая используются данные наблюдений в шести линиях:  $HCO^+(1-0)$ ,  $H^{13}CO^+(1-0)$ , HCN(1-0),  $H^{13}CN(1-0)$ , CS (2-1),  $C^{34}S(2-1)$  с двух радиотелескопов (OSO-20m и IRAM-30m). Полученные оценки физических параметров и их доверительные области согласуются с полученными ранее результатами [2]. Однако включение линий CS в общий набор данных уменьшило доверительный диапазон ряда параметров, то есть уточнило оценки. Возможные причины являются что возбужденные линии CS происходят в областях, которые оказывают малое влияние на профили линий  $HCO^+$  и HCN. Полученные результаты приведены в таблице 1.

На рис. 1 представлены спектров HCO<sup>+</sup>(1–0) и HCN(1–0) в наблюдаемые и профили модельных линий для оптимальных значений параметров.

Для уменьшении погрешностей рассчитанных параметров необходимы дальнейшие наблюдения в молекулярных линиях, имеющих различную оптическую толщину. Поэтому следующим этапом работы планируется включение в анализ данных наблюдений молекулярных линий более высоких переходов на длине волны 1.3 мм, полученных нами в 2021 г., а также использование более сложных моделей для учета отличий от сферической симметрии и вращения.

Работа выполнена в рамках государственного задания 0035-2014-0030 (тема 16.30 "Спектральные радиоастрономические исследования на миллиметровых и субмиллиметровых волнах"). А также автор выражает благодарность И.И. Зинченко и Л.Е. Пирогову за помощь в проделанной работе.

### Библиографические ссылки

[1] Pirogov L. E., Shul'ga V. M., Zinchenko I. I. et al. Multifrequency studies of massive cores with complex spatial and kinematic structures // Astronomy Reports. - 2016. - Vol. 60,



Рис. 1. Результаты вписывания модельных спектров  $HCO^+(1-0)$  и HCN(1-0) (плавные красные кривые) в наблюдаемые (гистограммы) в центральной части ядра L1287. По осям отложены восхождение и склонение соответственно. Справа снизу каждого рисунка нанесена  $T_b$  (яркостная температура).

№ 10. — P. 904–923. 1608.08446.

- [2] Pirogov L. E., Zemlyanukha P. M. Principal Component Analysis for Estimating Parameters of the L1287 Dense Core by Fitting Model Spectral Maps into Observed Ones // Astronomy Reports. - 2021. - Vol. 65, № 2. - P. 82-94. 2101.08219.
- [3] Pirogov L. E., Shul'ga V. M., Zinchenko I. I. et al. // Астрон. журн. т. 93, с. 871. 2016.
- [4] Yang Ji, Umemoto Tomofumi, Iwata Takahiro, Fukui Yasuo. A Millimeter-Wave Line Study of L1287: A Case of Induced Star Formation by Stellar Wind Compression? // Astrophys. J. 1991. Vol. 373. P. 137.
- [5] Altman N. S. An Introduction to Kernel and Nearest-Neighbor Nonparametric Regression // The American Statistician. — 1992. — Vol. 46, № 3. — P. 175–185. http://www.tandfonline. com/doi/pdf/10.1080/00031305.1992.10475879.

Параметр	Значение	[2]
$n_0(\text{cm}^{-3}), 10^7$	$2.8 \ ^{+1.1}_{-0.9}$	$2.6^{+1.7}_{-1.3}$
$\alpha_n$	$1.71\substack{+0.06\\-0.09}$	$1.7^{+0.1}_{-0.3}$
$V_{turb}({ m Km/c})$	$5.9 \ ^{+0.05}_{-1}$	$5.6^{+0.7}_{-1.4}$
$lpha_{turb}$	$0.41^{+0.11}_{-0.1}$	$0.44_{-0.13}^{0.05}$
$V_{sys}({ m Km/c})$	$-0.66 \begin{array}{c} +0.04 \\ -0.03 \end{array}$	$-0.66^{+0.21}_{-0.24}$
$lpha_{sys}$	$0.08\substack{+0.05\\-0.02}$	$0.1^{+0.08}_{-0.13}$
$R_{max}(пк)$	$0.91\substack{+0.05\\-0.06}$	$0.8^{+0.2}_{-0.25}$
$X(\text{HCO}^+), 10^-10$	$7.7^{+1.2}_{-1.4}$	$10 \begin{array}{c} +0.5 \\ -0.4 \end{array}$
$X(H^{13}CO^+), 10^{-11}$	$1.95 \stackrel{+0.36}{_{-0.4}}$	$3.7^{+2.4}_{-2.0}$
$X(\text{HCN}), 10^{-9}$	$1.8 \substack{+0.6 \\ -0.4}$	$2.5^{+1.4}_{-1.1}$
$X(\mathrm{H}^{13}\mathrm{CN}), 10^{-11}$	$3.9 \substack{+0.8 \\ -0.94}$	$8.5^{+5.3}_{-4.8}$
$X(C^{32}S), 10^{-10}$	$8.5^{+1.4}_{-1.8}$	—
$X(C^{34}S), 10^{-11}$	$5.8 \substack{+0.96 \\ -1.12}$	_

Таблица 1. Полученные значения физических параметров ядра L1287

### ФРАКЦИОНИРОВАНИЕ ДЕЙТЕРИЯ В ОБЛАСТЯХ ОБРАЗОВАНИЯ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД

А. Г. Пазухин<sup>1,2</sup>, И. И. Зинченко<sup>1,2</sup>, Е. А. Трофимова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт прикладной физики РАН, <sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

При помощи 30-м радиотелескопа IRAM были проведены наблюдения нескольких областей образования массивных звезд на длинах волн 2 мм и 3-4 мм, включающие переходы дейтерированных молекул DCN, DCO<sup>+</sup>, DNC. Полученные данные позволяют оценить кинетическую температуру газа в источниках по наблюдавшимся линиям молекул CH<sub>3</sub>CCH. Получены оценки количества молекул на луче зрения в не-ЛТР приближении. В результате были получены корреляции относительного содержания молекул и степени фракционирования дейтерия от температуры.

#### DEUTERIUM FRACTION IN MASSIVE STAR FORMING REGIONS

### A. G. Pazukhin<sup>1,2</sup>, I. I. Zinchenko<sup>1,2</sup>, E. A. Trofimova<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences, <sup>2</sup>Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

With the IRAM-30m telescope, we observed several massive star forming regions in the lines of the transitions of deuterated molecules  $DCO^+$ , DCN, DNC in the 2 mm and 3-4 mm wavelength range. The obtained data allow us to estimate the kinetic temperature of the gas in the sources by the observed lines of molecules  $CH_3CCH$ . Estimates of the column density in the non-LTE approximation are obtained. As a result, a correlation was found between the relative abundances molecules and the deuterium fractionation degree with temperature.

В 2019 году при помощи 30-м радиотелескопа IRAM И. И. Зинченко и Е. А. Трофимовой были проведены наблюдения нескольких областей образования массивных звезд на длинах волн 2 мм и 3-4 мм (см. табл. 1).

Таблица 1. Список источников. d — расстояние до объектов и R — расстояния от центра Галактики до источника [1–3]

Объект	Координаты	d, кпк	R, кпк	Размер карты
G121.30 + 0.66	$00^h 36^m 47.5^s + 63^o 29' 02.1''$	0.93	8.64	$200'' \times 200''$
S187	$01^{h}23^{m}15.4^{s} + 61^{o}49'43.1''$	1.03	10.65	$200'' \times 200''$
$G173.48 {+} 2.45$	$05^h 39^m 12.9^s + 35^o 45' 54.0''$	2.30	12.29	$200'' \times 200''$
DR21(OH)	$20^{h}39^{m}00.6^{s} + 42^{o}22'48.9''$	1.50	8.05	$200^{\prime\prime}\times400^{\prime\prime}$
$IRAS23116{+}6111$	$23^{h}13^{m}44.7^{s} + 61^{o}28'09.7''$	2.80	11.33	$200'' \times 240''$

Для обработки были использованы спектры молекул DCN, DCO<sup>+</sup>, DNC в двух переходах J=1-0 и J=2-1 и в переходах J=1-0  $H^{13}CO^+$ ,  $H^{13}CN$ ,  $HN^{13}C$  (см. табл. 2).

Все карты были приведены к одинаковому разрешению ~38". Кинетическая температура определялась методом вращательных диаграмм по переходам J=5-4 (K=0-3) и J=9-8 (K=0-3) СH<sub>3</sub>CCH, учитывая, что газ достаточно плотный  $n\gtrsim 10^4$  см<sup>-3</sup>, оптическая толщина мала, и в предположении локального термодинамического равновесия [4]. Стоит отметить, что для объектов S187, G173.48+2.45 линии CH<sub>3</sub>CCH оказались слабыми, поэтому

<sup>©</sup> Пазухин А. Г., Зинченко И. И., Трофимова Е. А., 2022

получить оценки кинетической температуры не удалось. Для G173.48+2.45 бралась оценка кинетической температуры по аммиаку [5]. Интенсивность приводилась к температуре в главном лепестке  $T_{mb} = \frac{F_{eff}}{B_{eff}} T_A^*$ . Полученные спектры были аппроксимированы гауссианой.

Молекула	Переход	Частота, МГц	$E_u/k, \mathrm{K}$
$DCO^+$	J = 1 - 0	72039.354	3.5
	J = 2 - 1	144077.319	10.4
DCN	J = 1 - 0	72414.694	3.5
	J = 2 - 1	144828.002	10.4
DNC	J = 1 - 0	76305.699	3.7
	J = 2 - 1	152609.744	10.9
$\rm H^{13}CN$	J = 1 - 0	86339.921	4.1
$\rm H^{13}CO^+$	J = 1 - 0	86754.288	4.2
$\rm HN^{13}C$	J = 1 - 0	87090.825	4.2
$CH_3CCH$	$J_K = 5_3 - 4_3$	85442.601	77.3
	$J_K = 5_2 - 4_2$	85450.766	41.2
	$J_K = 5_1 - 4_1$	85455.667	19.5
	$J_K = 5_0 - 4_0$	85457.300	12.3
	$J_K = 9_3 - 8_3$	153790.772	101.9
	$J_K = 9_2 - 8_2$	153805.461	65.8
	$J_K = 9_1 - 8_1$	153814.276	44.1
	$J_K = 9_0 - 8_0$	153817.215	36.9

Таблица 2. Список наблюдаемых молекул. Данные взяты из каталога CDMS (https://cdms.astro.uni-koeln.de)

Для расчета лучевых концентраций в не-ЛТР приближении была использована программа RADEX [6]. Входными параметрами являются кинетическая температура, плотность  $n(H_2)$ , ширина (FWHM) и интенсивность спектральной линии. Варьируя значение отношения интегральных интенсивностей переходов 2—1/1—0 и значение кинетической температуры, можно получить плотность  $n(H_2)$ . Таким образом, для каждого отношения переходов 2—1 и 1—0 молекул DCN, DCO<sup>+</sup>, DNC были получены значения плотности  $n(H_2)$ . Используя вычисленные  $n(H_2)$ , были получены лучевые концентрации интересующих нас молекул. С помощью программы RADEX можно получить оценки оптической толщины линий, результаты которых показали значения ~ $10^{-2}$ , то есть линии можно считать оптически тонкими, что позволяет исследовать весь газ на луче зрения. Для оценки количества молекул HCO<sup>+</sup>, HCN, HNC были использованы обладающие малой оптической толщиной линии H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>, H<sup>13</sup>CN, HN<sup>13</sup>C и зависимость отношения изотопов  $\frac{12C}{13C} = 4.7 \frac{R}{кпк} + 25.05$  [7]. Значения лучевой концентрации  $N(H_2)$  взяты из данных наблюдений пыли Hi-GAL на телескопе Herschel [8, 9]. В итоге, были получены оценки относительного содержания дейтерированных молекул и отношения лучевых концентраций и построены графики зависимости от кинетической температуры (см. рис. 1). При оценках зависимостей мы предполагаем стационарные физические условия и стационарную химию источников.

### Заключение

Содержание DCO<sup>+</sup>, DCN и DNC по отношению к основным изотопологам составляет  $\sim 10^{-2}$  при температурах 20 K и падает с ростом температуры (см. рис. 1 (г) -(е)). Полученные результаты согласуются с химическими моделями [10], согласно которым при



Рис. 1. Зависимости относительного содержания дейтерированных молекул DCN, DCO<sup>+</sup>, DNC и различные отношения лучевых концентраций от кинетической температуры. Зелеными точками выделены значения для источника DR21(OH), синим — IRAS23116+6111, красным — G173.48+2.45. Линейная аппроксимация производилась при значениях уровня значимости p<0.05

температурах  $\geq 20$  К разрушается ион  $H_2D^+$ , участвующий в образовании дейтерированных соединений. Молекула DCN может образовываться при температурах  $\geq 80$  К в реакциях с  $CH_2D^+$ , в результате содержание DCN по отношению к DNC с увеличением температуры возрастает (см. рис. 1 (3)).

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант 17-12-01256, 22-22-00809).

- Rygl K. L. J., Brunthaler A., Reid M. J. et al. Trigonometric parallaxes of 6.7 GHz methanol masers // Astron. Astrophys. - 2010. - Vol. 511. - P. A2. 0910.0150.
- [2] Rygl K. L. J., Brunthaler A., Sanna A. et al. Parallaxes and proper motions of interstellar masers toward the Cygnus X star-forming complex. I. Membership of the Cygnus X region // Astron. Astrophys. - 2012. - Vol. 539. - P. A79. 1111.7023.
- [3] Fich M., Blitz L. Optical H II regions in the outer Galaxy. // Astrophys. J. 1984. Vol. 279. – P. 125–135.

- [4] Bergin Edwin A., Goldsmith Paul F., Snell Ronald L., Ungerechts Hans. CH<sub>3</sub>C<sub>2</sub>H as a Temperature Probe in Dense Giant Molecular Cloud Cores // Astrophys. J. – 1994. – Vol. 431. – P. 674.
- [5] Ryabukhina O. L., Kirsanova M. S., Wienen M., Henkel C. Ammonia in dense clumps of filament WB 673 // INASAN Science Reports. - 2020. - Vol. 5. - P. 207-210.
- [6] van der Tak F. F. S., Black J. H., Schöier F. L. et al. A computer program for fast non-LTE analysis of interstellar line spectra. With diagnostic plots to interpret observed line intensity ratios // Astron. Astrophys. - 2007. - Vol. 468, № 2. - P. 627-635. 0704.0155.
- [7] Liu Tie, Wu Yuefang, Zhang Huawei. Gaseous CO Abundance—An Evolutionary Tracer for Molecular Clouds // Astrophys. J. Lett. – 2013. – Vol. 775, № 1. – P. L2. 1306.0046.
- [8] Marsh K. A., Whitworth A. P., Lomax O. Temperature as a third dimension in columndensity mapping of dusty astrophysical structures associated with star formation // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2015. - Vol. 454, № 4. - P. 4282-4292. 1509.08699.
- [9] Marsh K. A., Whitworth A. P., Lomax O. et al. Multitemperature mapping of dust structures throughout the Galactic Plane using the PPMAP tool with Herschel Hi-GAL data // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2017. - Vol. 471, № 3. - P. 2730-2742. 1707.03808.
- [10] Turner B. E. Deuterated Molecules in Translucent and Dark Clouds // Astrophys. J. Suppl. Ser. - 2001. - Vol. 136, № 2. - P. 579-629.

### АНАЛИЗ СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ПОЛЯРА SWIFT J0706.8+0325

#### С. С. Панарин

Казанский (Приволжский) федеральный университет

В данной работе выполнен анализ оптических спектров системы Swift J0706.8+0325. Определен спектральный период ( $P_{spec} = 0.0708 \pm 0.0007$  сут. или ~ 1.7 часа) и другие параметры кривой лучевых скоростей ( $v_{\gamma} = -67 \pm 7$  км/с,  $K = 378 \pm 9$  км/с). Проанализированы динамические спектры и доплеровские томограммы для линий водородной серии Бальмера ( $H\beta - H\zeta$ ), линий нейтрального (HeI  $\lambda$ 4471) и ионизованного (HeII  $\lambda$ 4686) гелия. Анализ поведения эквивалентных ширин свидетельствует о высокой оптической плотности аккреционной струи в данных линиях и отсутствии затмений в системе.

### SPECTROSCOPIC STUDY OF THE POLAR SWIFT J0706.8+0325

S. S. Panarin

Kazan (Volga Region) Federal University

In this work we analysed optical spectra of Swift J0706.8+0325 system. We found the spectral period  $P_{spec} = 0.0708 \pm 0.0007$  d (or about 1.7 h) and other radial velocities curve parameters  $(v_{\gamma} = -67 \pm 7 \text{ km/s}, K = 378 \pm 9 \text{ km/s})$ . We analysed trailed spectra and Doppler tomograms for hydrogen Balmer series (H $\beta$  — H $\zeta$ ), for neutral (HeI  $\lambda$ 4471), and for (HeII  $\lambda$ 4686) helium emissions. The obtained equivalent width curves showed high optical depth of the accretion stream in these lines.

## Введение

Поляры (звезды типа AM Her) — это тесные двойные системы, состоящие из сильно замагниченного белого карлика ( $B \sim 10^6 - 10^8$  Гс) и вторичной компоненты позднего спектрального класса (G - L), заполняющей свою полость Роша. Альфвеновский радиус в таких системах сравним с размером полости Роша белого карлика (БК, WD), поэтому аккреционный диск не образуется и вещество перетекает вдоль магнитных силовых линий БК в режиме канализированной аккреции. Выпадение вещества вблизи магнитного полюса БК образует ударную область высотой ~ 0.1  $R_{WD}$ , являющуюся источником рентгеновского излучения, а также сильно поляризованного ( $V/I \sim 20 - 30\%$ ) оптического циклотронного излучения. Оптический спектр поляров содержит интенсивные линии Бальмеровской водородной серии, нейтрального и ионизованного гелия, образующиеся в результате фото-ионизации аккреционной струи.

Наиболее полным по данному объекту представляется исследование 2015 года [1], в котором Swift J0706.8+0325 на основе двухкомпонентных профилей спектральных линий, большой амплитуды на кривой лучевых скоростей и сильной изменчивости блеска на периоде в 102 минуты надежно идентифицирован как поляр.

<sup>©</sup> С. С. Панарин, 2022

В данной работе представлен анализ спектров, полученных на телескопе БТА САО РАН при помощи фокального редуктора первичного фокуса SCORPIO-2. Наблюдения проводились 16 ноября 2020 года с использованием гризмы VPHG1200G ( $\lambda = 3900 - 5700$  Å). Продолжительность наблюдений позволила охватить весь орбитальный период.

## Средний спектр

Усредненный спектр объекта демонстрирует интенсивные линии водородной серии Бальмера, ионизованного и нейтрального гелия (рис. 1). Линия HeII  $\lambda$ 4686 оказалась относительно слабой, что является редкостью для поляров (ее интенсивность обычно сравнима с линией H $\beta$ ). Также стоит отметить отсутствие циклотронных гармоник, что можно объяснить либо слабым магнитным полем, либо высоким состоянием аккреции, в котором по нашим предположениям пребывал данный объект на момент наблюдений.



Рис. 1. Усредненный оптический спектр поляра Swift J0706.8+0325 по данным, полученным на телескопе БТА САО РАН 16 ноября 2020 года

### Динамические спектры

Для линий Бальмеровской водородной серии и линий ионизованного (HeII  $\lambda$ 4686) и нейтрального (HeI  $\lambda$ 4471) гелия построены динамические спектры. Ниже представлен один из наиболее интересных результатов (рис. 2, слева), относящийся к линии ионизованного гелия: на фазах орбитального периода  $\varphi = 0.07 - 0.2$  обнажается двухкомпонентная структура линии, что свидетельствует о наличии двух областей ее образования в системе. Стоит также отметить большие скорости доплеровского смещения для компонент всех линий (> 1000 км/с).

#### Эквивалентные ширины

Произведены измерения эквивалентных ширин всех наблюдаемых эмиссионных линий. На рис. 2 (справа) представлен результат для линии Н $\beta$ : видна «двугорбая» структура (эффект проекции), что указывает на значительный вклад в блеск системы излучения аккреционной струи и минимальный вклад вторичной компоненты за счет прогрева ее атмосферы излучением БК. Кривые изменения эквивалентных ширин имеют схожий вид для всех наблюдаемых линий с двумя максимумами за период, что позволяет нам говорить о высокой оптической толщине излучающей среды в данных линиях системы. Ошибки эквивалентных ширин определены методом Монте-Карло.



Рис. 2. Слева показан динамический спектр линии ионизованного гелия HeII  $\lambda$ 4686: по оси ординат отложены фазы в долях орбитального периода с точностью до начальной фазы, цветами показана интенсивность линии, по оси абсцисс отложены лучевые скорости. Справа показан график изменения эквивалентной ширины эмиссионной линии  $H_{\beta}$  в зависимости от фазы орбитального периода

### Определение периода

Методом Ломба-Скаргла определен спектральный период  $P_{spec} = 1.6992 \pm 0.0168$  часа или около 101.952 минуты, что совпадает с результатами в [1]. Путем аппроксимации синусоидой наблюдаемой кривой лучевых скоростей определены следующие параметры:  $\gamma$ скорость и полуамплитуда K (рис. 3). Ошибки определения периода и других параметров кривой лучевых скоростей найдены с использованием метода Монте-Карло.



Рис. 3. Периодограмма Ломба-Скаргла (слева) и кривая лучевых скоростей (справа). На периодограмме пик соответсвует периоду синусоиды, наилучшим образом аппроксимирующей наблюдательные данные. Пунктиром на кривой лучевых скоростей показана скорость центра масс системы  $v_{\gamma}$ 

### Доплеровские томограммы

С использованием открытого кода из статьи [2] нами были восстановлены доплеровские томограммы в стандартной и «вывернутой» проекциях для всех наблюдаемых эмиссионных линий. Томограммы во всех линиях за исключением HeII  $\lambda$ 4686 (судя по всему, за образование этой линии ответственны иные области по сравнению с другими эмиссиями) имеют схожую структуру и показывают отсутствие аккреционного диска в системе, что является еще одним аргументом в пользу отождествления данного объекта с полярами. Пока что у томограмм отсутствует фазовая привязка за неимением каких-либо наблюдательных данных, которые позволили бы восстановить положение компонент в системе во время наблюдений. В дальнейшем планируется детальный анализ аккреции в системе Swift J0706.8+0325 с определением широты и долготы магнитного диполя (положение области стагнации), наклонения системы, а также масс первичной и вторичной компонент.

- [1] Halpern J. P., Thorstensen J. R. Optical studies of 13 hard X-ray selected cataclysmic binaries from the Swift-BAT survey // Astron. J. 2015. Vol. 150. P. 170.
- [2] Kotze E. J., Potter S. B., McBride V. A. Exploring inside-out Doppler tomography: magnetic cataclysmic variables // Astron. Astrophys. 2016. Vol. 595. P. 12 pp.



Рис. 4. Доплеровские томограммы в «вывернутой» проекции для линий  $H\beta$  (слева) и HeII  $\lambda$ 4686 (справа). Внешняя окружность соответсвует значению скорости доплеровского смещения, равному 0 км/с, а сами скорости увеличиваются от переферии к центру. Баллистическая (сплошная красная кривая) и магнитная (синие пунктирные линии) траектории наложены в целях интерпретации поведения линий, т.е. без определения точных параметров системы

#### ФРАКЦИОНИРОВАНИЕ ДЕЙТЕРИЯ В Per-B5

И. В. Петрашкевич<sup>1</sup>, А.  $\Phi$ . Пунанова<sup>1</sup>

1 Уральский федеральный университет

В работе изучено фракционирование дейтерия в области звездообразования Per-B5 в молекулярном облаке Персея. Per-B5 – это вытянутая структура с несколькими холодными плотными ядрами и протозвездой первого класса IRAS03445+3242. Для изучения доли дейтерия были построены наблюдательные карты двух пар соединений (N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> и N<sub>2</sub>D<sup>+</sup>, H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> и DCO<sup>+</sup>). Наблюдения выполнены на телескопе IRAM 30m.

#### **DEUTERIUM FRACTIONATION IN PER-B5**

I. V. Petrashkevich<sup>1</sup>, A. F. Punanova<sup>1</sup> <sup>1</sup>Ural Federal University

In this work, deuterium fractionation in the Per-B5 star-forming region of the Perseus molecular cloud has been studied. Per-B5 is an elongated structure with several cold dense cores and class I protostar IRAS03445+3242. To study the deuterium fraction, observational maps were built for two pairs of species (N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> and N<sub>2</sub>D<sup>+</sup>, H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> and DCO<sup>+</sup>). The observations were carried out with the IRAM-30m telescope.

Рег-В5 – это протяженное холодное плотное волокно (длина волокна 0.55 пк, ширина 0.06 пк [1]), в которое погружено протозвездное ядро и три холодных плотных ядра, соответствующих вторичным пикам излучения пыли [2, 3]. Рег-В5 имеет низкую турбулентность и малое магнитное поле [1, 4]. Минимальная температура составляет 13 K, а плотность в направлении на протозвезду  $n(H_2) = 2 \times 10^5$  см<sup>-3</sup> [5]. Протозвезда IRAS03445+3242 имеет болометрическую температуру  $\approx 287$  K и массу оболочки 1.67±0.08 масс Солнца [6]. Физические условия в Рег-В5 способствуют фракционированию дейтерия. Рег-В5 позволяет изучать и сравнивать фракционирование дейтерия в направлении на протозвезду и соседние холодные плотные ядра.

Фракционирование дейтерия характеризуется долей дейтерия в соединении – отношением концентрации дейтерированного изотополога к концентрации водородсодержащего изотополога. На протекание фракционирования дейтерия влияет плотность и температура газа и пыли. Большая концентрация СО в газовой фазе уменьшает число реакций 1, так как ион  $H_3^+$  в основном взаимодействует с СО образуя  $HCO^+$ , поскольку концентрация СО выше, чем HD ( $CO/H_2 = 2.7 \times 10^{-4}$  [7],  $HD/H_2 = 2.31^{-5}$  [8]). Также CO разрушает  $H_2D^+$ , без которого не протекает рекция 2. При низкой температуре и высокой плотности CO вымерзает на пыль (температура десорбции  $\approx 32$  K [7]), из-за чего чаще проходят реакции обмена протия на дейтерий (реакция 1). Дейтерий чаще становится компонентом водородсодержащих соединений (рекция 2) и количество дейтерированных изотопологов увеличивается [9]:

$$\mathrm{H_3}^+ + \mathrm{HD} \rightleftharpoons \mathrm{H_2D^+} + \mathrm{H_2} + 230K, \tag{1}$$

$$H_2D^+ + A \longrightarrow AD^+ + H_2, \tag{2}$$

где А– молекула. После образования протозвезды газ и пыль нагреваются. Реакция замены водорода на дейтерий начинает протекать в обратную сторону, а СО десорбирует с пыли.

<sup>(</sup>c) Петрашкевич И. В., Пунанова А. Ф., 2022

Таблица 1. Наблюдаемые линии, параметры наблюдений.  $HPBW_{obs}$  – угловое разрешение наблюдений,  $HPBW_{map}$  – угловое разрешение карты,  $D_p$  – размер пикселя. Частоты переходов взяты из работ: N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>(1–0), N<sub>2</sub>D<sup>+</sup>(1–0) из [12], and H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>(1–0) из работы [13], DCO<sup>+</sup>(2–1) из работы [14]. Частоты и относительные интенсивности компонент сверхтонкой структуры взяты из CDMS [15]

Линии переходов	Частота	$T_{sys}$	$HPBW_{obs}$	$HPBW_{map}$	$B_{eff}$	$\Delta v_{res}$	$D_p$
	$(\Gamma \Gamma \mathbf{\mathfrak{I}})$	$(\mathbf{K})$	('')	(")		$({\rm km} {\rm c}^{-1})$	('')
$N_2H^+(1-0)$	93.17339	143	26.4	33.6	0.80	0.063	12
$N_2D^+(1-0)$	77.10924	176	33.6	33.6	0.81	0.075	12
$H^{13}CO^{+}(1-0)$	86.75429	149	28.4	33.6	0.80	0.067	12
$DCO^+(2-1)$	144.07729	185	17.1	33.6	0.73	0.041	12

Таблица 2. Значения доли дейтерия в направлении на протозвезду и вторичный пик излучения пыли

Доля дейтерия	$\mathrm{N_2D^+/N_2H^+}$	$\rm DCO^+/\rm HCO^+$
$R_D^{core}$	$0.49 {\pm} 0.11$	$0.16 {\pm} 0.03$
$R_D^{protostar}$	$0.14{\pm}0.03$	$0.08 {\pm} 0.02$

Это приводит к обратному процессу – уменьшению доли дейтерия в соединениях. В центре протозвездного ядра доля дейтерия будет меньше, чем в его оболочке [9, 10].

Для исследования были взяты две пары соединений – трейсеров газа разной плотности. Наблюдения линий переходов N<sub>2</sub>D<sup>+</sup>(1–0), H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>(1–0) и DCO<sup>+</sup>(2–1) были выполнены на телескопе IRAM 30m. Наблюдения N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>(1–0) взяты из работы [4], выполнены также на телескопе IRAM 30m. С помощью аппроксимации линий переходов были построены карты параметров этих переходов: температуры возбуждения, оптической толщины, лучевой скорости и дисперсии скорости. В таблице 1 представлены параметры наблюдений. Используя полученные параметры и предположение о локальном термодинамическом равновесии, были рассчитаны лучевые концентрации соединений. Подробнее метод описан в работе [11]. Доля дейтерия была найдена как отношение лучевых концентраций дейтерированного к водородсодержащему иону.

Максимум доли дейтерия в азотсодержащих и углеродсодержащих соединениях наблюдается в направлении на вторичный пик излучения пыли, одно из плотных ядер. Минимум доли дейтерия наблюдается в направлении протозвезды. Значения доли дейтерия приведены в таблице 2. Полученное распределение доли дейтерия в Per-B5 подтверждает предсказания моделей [10].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект 19-72-00064, а также при поддержке Министерства науки и образования России, проект FEUZ-2020-0038. Авторы благодарят анонимного рецензента за полезные замечания.

### Библиографические ссылки

Schmiedeke Anika, Pineda Jaime E., Caselli Paola et al. Dissecting the Supercritical Filaments Embedded in the 0.5 pc Subsonic Region of Barnard 5 // Astrophys. J. - 2021. - Vol. 909, № 1. - P. 60. 2101.00248.
- [2] Pineda Jaime E., Goodman Alyssa A., Arce Héctor G. et al. Direct Observation of a Sharp Transition to Coherence in Dense Cores // Astrophys. J. Lett. - 2010. - Vol. 712, № 1. -P. L116-L121. 1002.2946.
- [3] Cutri R. M., Skrutskie M. F., van Dyk S. et al. VizieR Online Data Catalog: 2MASS All-Sky Catalog of Point Sources (Cutri+ 2003) // VizieR Online Data Catalog. 2003. P. II/246.
- [4] Pineda Jaime E., Schmiedeke Anika, Caselli Paola et al. Neutral versus Ion Line Widths in Barnard 5: Evidence for Penetration by Magnetohydrodynamic Waves // Astrophys. J. – 2021. – Vol. 912, № 1. – P. 7. 2104.12411.
- [5] Kirk Helen M. Star formation in the Perseus molecular cloud: Observations of dynamics and comparison to simulations : Ph.D. thesis / University of Victoria, Canada. 2009.
- [6] Enoch Melissa L., Evans II, Neal J., Sargent Anneila I., Glenn Jason. Properties of the Youngest Protostars in Perseus, Serpens, and Ophiuchus // Astrophys. J. – 2009. – Vol. 692, № 2. – P. 973–997. 0809.4012.
- [7] Lacy J. H., Knacke R., Geballe T. R., Tokunaga A. T. Detection of Absorption by H 2 in Molecular Clouds: A Direct Measurement of the H 2:CO Ratio // Astrophys. J. Lett. – 1994. – Vol. 428. – P. L69.
- [8] Linsky Jeffrey L., Draine Bruce T., Moos H. W. et al. What Is the Total Deuterium Abundance in the Local Galactic Disk? // Astrophys. J. – 2006. – Vol. 647, № 2. – P. 1106–1124. astro-ph/0608308.
- [9] Dalgarno A., Lepp S. Deuterium fractionation mechanisms in interstellar clouds. // Astrophys. J. Lett. - 1984. - Vol. 287. - P. L47-L50.
- [10] Caselli Paola, Ceccarelli Cecilia. Our astrochemical heritage // Astron. Astrophys. Rev. 2012. – Vol. 20. – P. 56. 1210.6368.
- [11] Petrashkevich I. V., Punanova A. F., Caselli P. et al. Deuterium Fractionation in the Oph-H-MM1 Dense Core of the L1688 Low Mass Star-Forming Region // Astronomy Reports. — 2020. — Vol. 64, № 8. — P. 637–640.
- [12] Pagani L., Daniel F., Dubernet M. L. On the frequency of N{\_2}H<sup>+</sup> and N{\_2}D{+} // Astron. Astrophys. - 2009. - Vol. 494, № 2. - P. 719-727. 0811.3289.
- [13] Schmid-Burgk J., Muders D., Müller H. S. P., Brupbacher-Gatehouse B. Hyperfine structure in H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> and <sup>13</sup>CO: Measurement, analysis, and consequences for the study of dark clouds // Astron. Astrophys. - 2004. - Vol. 419. - P. 949-964. astro-ph/0403059.
- [14] Lattanzi Valerio, Walters Adam, Drouin Brian J., Pearson John C. Rotational Spectrum of the Formyl Cation, HCO<sup>+</sup>, to 1.2 THz // Astrophys. J. – 2007. – Vol. 662, № 1. – P. 771–778.
- [15] Endres Christian P., Schlemmer Stephan, Schilke Peter et al. The Cologne Database for Molecular Spectroscopy, CDMS, in the Virtual Atomic and Molecular Data Centre, VAMDC // Journal of Molecular Spectroscopy. — 2016. — Vol. 327. — P. 95–104. — New Visions of Spectroscopic Databases, Volume II.

## ДИНАМИКА ПЫЛИНОК В АККРЕЦИОННЫХ ДИСКАХ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД С ОСТАТОЧНЫМ КРУПНОМАСШТАБНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

#### Е. И. Прокопьева<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Челябинский государственный университет

Исследуется радиальный дрейф и седиментация пылинок в замагниченных аккреционных дисках молодых звезд. Полученные решения используются для оценки характерных скоростей дрейфов в рамках магнитогазодинамической (МГД) модели аккреционного диска, разработанной Дудоровым и Хайбрахмановым. В частности показывается, что скорость радиального дрейфа в областях диска с сильным магнитным полем может быть существенно больше, чем в «мертвых» зонах.

### DYNAMICS OF DUST IN ACCRETIONAL DISCS OF YOUNG STARS WITH LARGE-SCALE MAGNETIC FIELD

#### E. I. Prokop'eva<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Chelyabinsk state university

Radial drift and sedimentation of dust particles in magnetized accretion disks of young stars are investigated. The solutions obtained are used to estimate the characteristic drift velocities within the framework of the MHD model of the accretion disk developed by Dudorov and Khaybrakhmanov. In particular, it is shown that the radial drift velocity in the regions of the disk with a strong magnetic field can be significantly higher than in the "dead" zones.

## Введение

Инфракрасные наблюдения аккреционных и протопланетных дисков указывают на эволюцию размеров и пространственного распределения пылинок в дисках [1]. Предполагается, что в протопланетных дисках происходит рост пылинок, а также их накопление за счет процессов радиального и вертикального дрейфов [2]. В дальнейшем объединение пылинок может приводить к образованию зародышей протопланет [3, 4].

Современные наблюдательные данные указывают на то, что в аккреционных и протопланетных дисках молодых звезд присутствует крупномасштабное магнитное поле [5–7]. Этот вывод согласуется с предсказаниями теории остаточного магнитного поля, согласно которой в процессе звездообразования магнитный поток протозвездных облаков частично сохраняется и молодые звезды с аккреционными дисками рождаются с остаточным крупномасштабным магнитным полем [8].

Для определения условий образования планет в замагниченных аккреционных дисках молодых звезд актуальной задачей является моделирование дрейфа пылинок с учетом влияния магнитного поля на структуру диска. Радиальный дрейф обусловлен тем, что твердые частицы движутся в диске с кеплеровской скоростью, в то время как угловая скорость газа меньше кеплеровской. Согласно классической картине, отклонение угловой скорости газа от кеплеровской обусловлено действием градиента газового давления [9]. В данной работе анализируется скорость радиального дрейфа и седиментации пылинок в областях аккреционных дисков, в которых магнитное натяжение приводит к отклонению от кеплеровского вращения.

<sup>©</sup> Прокопьева Е. И. 2022

#### Постановка задачи и модель

Рассмотрим динамику пылинки массой m и скоростью  $\vec{v} = (v_r, v_{\phi}, v_z)$  в аккреционном диске звезды массой M.

Динамика частицы определяется действием силы тяжести со стороны звезды, центробежной силы и силы сопротивления со стороны окружающего газа,

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{GM\vec{r}}{r^3} + [\vec{\Omega}, [\vec{r}, \vec{\Omega}]] + \frac{\vec{v} - \vec{u}}{t_{stop}},\tag{1}$$

где G — гравитационная постоянная,  $\vec{r}$  — вектор расстояния между частицей и звездой,  $\vec{\Omega}$  — угловая скорость частицы,  $\vec{u} = (u_r, u_\phi, 0)$  — скорость газа,  $t_{stop} = mv/|\vec{F}_D|$  — время остановки, которое является характерным временем изменения импульса частицы из-за трения об окружающий газ, здесь  $\vec{F}_D$  — сила сопротивления. Время остановки зависит от плотности и радиуса частицы, а также от плотности, температуры и вязкости окружающего газа.

Рассмотрим компоненты уравнения (1) в цилиндрических координатах. Введем безразмерные переменные:  $\tilde{v} = \frac{v}{v_0}$ ,  $\tilde{r} = \frac{r}{r_0}$ ,  $\tilde{t} = \frac{t}{t_0}$ ,  $\tilde{u} = \frac{u}{v_0}$ ,  $\tilde{v}_K = \frac{v_K}{v_0}$ ; где  $v_0 = v_K(r_0)$ ,  $r_0 = 1$  а. е.,  $t_0 = 1$  год — характерные значения скорости, радиуса и времени,  $v_K$  — кеплеровская скорость. Уравнение для  $v_{\phi}$  преобразуем к соответствующему уравнению углового момента пылинки  $rv_{\phi}$ . С помощью введенных переменных получим безразмерные уравнения динамики пылинки:

$$\frac{d\tilde{v}_r}{d\tilde{t}} = \frac{\tilde{v}_{\phi}^2}{\tilde{r}} - \frac{\tilde{v}_K}{\tilde{r}} - St^{-1}(\tilde{v}_r - \tilde{u}_r), \qquad (2)$$

$$\frac{1}{2}\tilde{v}_r\tilde{v}_K = -St^{-1}\tilde{r}(\tilde{v}_\phi - \tilde{u}_\phi), \qquad (3)$$

$$\frac{d\tilde{v}_z}{d\tilde{t}} = -\frac{\tilde{z}}{\tilde{r}^3} - -St^{-1}(\tilde{v}_z - \tilde{u}_z), \qquad (4)$$

где  $St = t_{stop}/t_0$  — число Стокса.

Полученная система уравнений является замкнутой при заданных коэффициентах  $\vec{u}$ ,  $v_K$ , St, которые определяются структурой диска. Для расчета структуры диска будем рассчитывать с помощью модели Дудорова и Хайбрахманова [10]. Данная модель разработана для исследований аккреционных дисков молодых звезд с остаточным крупномасштабным магнитным полем. Рассматривается аккреционный диск звезды типа Т Тельца солнечной массы, и принимаются характерные значения параметра турбулентности  $\alpha = 0.01$  и темпа аккреции вещества  $3 \times 10^{-8} M_{\odot}$ /год [2].

#### Результаты

#### Радиальный дрейф

Из уравнения центробежного равновесия для газа можно получить

$$u_{\phi}^2 = (1-\theta)v_K^2,\tag{5}$$

где  $\theta$  — степень отклонения угловой скорости газа от кеплеровской скорости. Отклонение может быть вызвано различными эффектами, которые будут обсуждены ниже.

Уравнение радиального дрейфа решается с учетом уравнения (5) и условия  $\theta << 1$ . В стационарном случае решение имеет вид

$$\tilde{v}_r = \frac{\tilde{u}_r - \frac{\tilde{v}_K^2 \theta S t}{\tilde{r}}}{\frac{\tilde{v}_K^2 S t^2}{\tilde{r}^2} + 1}.$$
(6)

В предельном случа<br/>е $\frac{\tilde{v}_K S t}{\tilde{r}} << 1$ получим

$$\tilde{v}_r \approx \tilde{u}_r - \frac{\tilde{v}_K^2 \theta S t}{\tilde{r}}.$$
(7)

Это уравнение показывает, что радиальный дрейф пылевой частицы обусловлен отклонением скорости газа от кеплеровской,  $\theta \neq 0$ . Обычно полагается, что отклонение  $u_{\phi}$  от  $v_K$ , которое обуславливает дрейф, вызвано градиентом газового давления. Характерное значение степени отклонения скорости газа от кеплеровской в этом случае  $\approx 0.04$  [11]. Скорость радиального дрейфа пылинки с характерным радиусом 0.1 мкм при данном значении  $\theta$ составляет [50, 11.9, 2.9] см/с на расстояниях r = [1, 10, 100] а. е.

Отклонение от кеплеровского вращения может быть обусловлено и действием электромагнитной силы в областях с сильным магнитным полем [12]. Расчеты с помощью МГДмодели диска Дудорова и Хайбрахманова показывают, что величина  $\theta$  может достигать 50% в областях динамически сильного магнитного поля. В этом случае скорость дрейфа пылинки радиусом 0.1 мкм составляет [51, 12.9, 3.6] см/с в диске с теми же параметрами. Следовательно радиальный дрейф пылевых частиц во внешних областях аккреционных дисков,  $r \geq 10$  а. е., с сильным магнитным полем будет происходить быстрее, чем в чисто газодинамическом случае. В случае крупных частиц, радиусом порядка 1 см, разница в скоростях дрейфа составляет порядок величины.

#### Седиментация

Уравнение седиментации можно решить аналитически, если распределение плотности диска не изменяется с высотой. В зависимости от *St* можно выделить два режима динамики частицы.

Если St > 1/2 (мелкие частицы,  $a = [10^{-6}, 10]$  см), тогда решение описывает апериодическое затухание. В этом случае частица быстро выходит на стационарный режим движения и в дальнейшем седиментирует к экваториальной плоскости диска с постоянной скоростью. Аналитическое решение при характерных параметрах диска показывает, что внутри «мертвой» зоны,  $\tilde{r} \leq 10$ , частицы крупнее  $10^{-3}$  см могут седиментировать к экваториальной плоскости диска за время меньшее времени жизни диска и образовать пылевой суб-диск.

В случае, когда St < 1/2 (крупные частицы) решение представляет собой затухающие колебания относительно экваториальной плоскости диска.

#### Заключение

В работе сформулирована основная система уравнений динамики пылевой частицы в аккреционном диске с учетом радиального дрейфа и седиментации. Проанализированы частные случаи седиментации и радиального дрейфа. Полученные аналитические решения применены для оценок скоростей радиального дрейфа и седиментации в аккреционном диске звезды типа Т Тельца солнечной массы, структура которого рассчитывается с помощью МГД–модели Дудорова и Хайбрахманова [10]. Показано, что радиальный дрейф пылевых частиц в аккреционном диске с сильным магнитным полем будет происходить быстрее, чем в чисто газодинамическом случае. Скорость дрейфа пылинок радиусом 0.1 мкм примерно на 1–2 см/с больше, чем в газодинамическом случае. Для крупных частиц радиусом 1 см отличие составляет порядок величины.

При характерных параметрах частицы крупнее  $10^{-3}$  см в области  $r \leq 10$  а.е. могут седиментировать к экваториальной плоскости диска за время меньшее времени жизни диска и образовать пылевой суб-диск. Крупные частицы быстро достигают экваториальной плоскости и в дальнейшем совершают затухающие колебания относительно нее. Частицы и тела, «падающие» на экваториальную плоскость с различных сторон от нее, могут сталкиваться друг с другом. Это, вероятно, может привести к изменению распределения по размерам пылинок и крупных тел вблизи экваториальной плоскости.

В дальнейшем планируется совместное численное моделирование радиального дрейфа и седиментации пыли в аккреционных дисках с остаточным крупномасштабным магнитным полем.

- ALMA Partnership, Brogan C. L., Pérez L. M. et al. The 2014 ALMA Long Baseline Campaign: First Results from High Angular Resolution Observations toward the HL Tau Region // Astrophys. J. Lett. — 2015. — Vol. 808, № 1. — P. L3. 1503.02649.
- [2] Williams Jonathan P., Cieza Lucas A. Protoplanetary Disks and Their Evolution // Ann. Rev. Astron. Astrophys. - 2011. - Vol. 49, № 1. - P. 67-117. 1103.0556.
- [3] Safronov Viktor Sergeevich. Evoliutsiia doplanetnogo oblaka. 1969.
- [4] Goldreich Peter, Ward William R. The Formation of Planetesimals // Astrophys. J. 1973. Vol. 183. P. 1051–1062.
- [5] Donati Jean-François, Paletou Fréderic, Bouvier Jérome, Ferreira Jonathan. Direct detection of a magnetic field in the innermost regions of an accretion disk // Nature. – 2005. – Vol. 438, № 7067. – P. 466–469. astro-ph/0511695.
- [6] Li Dan, Telesco Charles M., Zhang Han et al. Mid-infrared polarization of Herbig Ae/Be discs // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2018. Vol. 473, № 2. P. 1427-1437. 1708.08026.
- [7] Vlemmings W. H. T., Lankhaar B., Cazzoletti P. et al. Stringent limits on the magnetic field strength in the disc of TW Hya. ALMA observations of CN polarisation // Astron. Astrophys. - 2019. - Vol. 624. - P. L7. 1904.01632.
- [8] Dudorov Alexander E., Khaibrakhmanov Sergey A. Theory of fossil magnetic field // Advances in Space Research. - 2015. - Vol. 55, № 3. - P. 843-850. 1406.4663.
- [9] Weidenschilling S. J. Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula. // Mon. Not. R. Astron. Soc. 1977. Vol. 180. P. 57-70.
- [10] Dudorov A. E., Khaibrakhmanov S. A. Fossil magnetic field of accretion disks of young stars // Astrophys. Space. Sci. - 2014. - Vol. 352, № 1. - P. 103-121. 1403.5513.
- [11] Armitage Philip J. Astrophysics of Planet Formation. -2010.
- [12] Вахитов Р. Ф., Дудоров А. Е., Хайбрахманов С. А. МГД-модель аккреционных дисков молодых звезд // Физика космоса : Тр. 49-й международ. студ. науч. конф., Екатеринбург, 27 янв.— 31 янв. 2020 г. — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2020. — С. 155–156.

## ВЫБОРКИ ВЕРОЯТНЫХ ЧЛЕНОВ РАССЕЯННЫХ СКОПЛЕНИЙ NGC 1039 И NGC 6124

#### Э. Р. Самигуллин, В. О. Михневич, А. Ф. Селезнев

Уральский федеральный университет

Получены выборки вероятных членов рассеянных звездных скоплений NGC 1039 и NGC 6124. Вероятность принадлежности звезд к скоплению оценивается с помощью метода «равномерного фона». В пределах круга с радиусом скопления выборки совпадают с выборками Cantat-Gaudin et al. (2018) на 83%.

## SAMPLES OF THE PROBABLE MEMBERS OF OPEN CLUSTERS NGC 1039 AND NGC 6124

E. R. Samigullin, V. O. Mikhnevich, A. F. Seleznev Ural Federal University

We obtain the samples of the probable members of the open star clusters NGC 1039 and NGC 6124. The membership probability is evaluated by the "uniform field" method. In the limits of the circle of the cluster radius the samples coincide with Cantat-Gaudin et al. (2018) samples by 83%.

Получение выборок вероятных членов рассеянных звездных скоплений (P3C) необходимо для детального исследования скоплений. Представляет интерес получение списка членов с высокими вероятностями принадлежности к скоплению. В работе [1] с помощью метода UPMASK [2] были получены выборки вероятных членов, радиусы  $r_{50}$  окружностей, содержащих 50% звезд скопления, и числа звезд 1229 P3C. Для скоплений NGC 1039 и NGC 6124 в [1] были получены радиусы  $r_{50}$  24.2 и 24.1 угловой минуты и числа звезд 578 и 1327 с вероятностью принадлежности к скоплению больше 0.5, соответственно. В настоящей работе используется метод определения радиуса скопления, описанный в [3, 4] и метод «равномерного фона» для определения вероятности принадлежности группы звезд к скоплению из [3]. В работе [5] с помощью статистических методов были получены оценки чисел звезд 629 и 1385 и радиусов 78 и 115 угловых минут для NGC 1039 и NGC 6124, соответственно. В данной работе ставится задача получить выборки вероятных членов этих скоплений с учетом новых данных об их радиусах и сравнить результаты с [1].

Для обоих скоплений из каталога Gaia EDR3 [6] с помощью программы TOPCAT [7] получались списки звезд для области 10°х 10°.

Оценка радиуса скопления проводилась в [5] по радиальному профилю поверхностной плотности. При этом использовался метод определения радиуса скопления из [4]. Оценка радиуса скопления проводилась при следующих параметрах отбора звезд:

NGC 1039:  $\mu_{\alpha} \in [-2.4; 3.9]$   $\mu_{\delta} \in [-8.9; -2.6]$   $\pi \in [1.0; 2.8]$ 

NGC 6124:  $\mu_{\alpha} \in [-1.42; 1.02]$   $\mu_{\delta} \in [-3.32; -0.88]$   $\pi \in [0.96; 2.24]$ 

Требуется найти такие коридоры по собственным движениям и параллаксу, чтобы количество звезд внутри круга с радиусом скопления было максимально приближено к числам звезд, полученным в [5]. Путем простого подбора были выбраны такие коридоры параметров:

NGC 1039:  $\mu_{\alpha} \in [-0.65; 2.15]$   $\mu_{\delta} \in [-7.15; -4.35]$   $\pi \in [1.5; 2.3]$ 

<sup>©</sup> Самигуллин Э. Р., Михневич В. О., Селезнев А. Ф., 2022



Рис. 1. Диаграммы «звездная величина–показатель цвета» для скоплений NGC 1039 и NGC 6124. Красная линия — изохрона из [8], проведенная в соответствии с параметрами скопления по [9]. Голубые линии — границы для отбора звезд по диаграмме, голубые точки — отброшенные звезды

NGC 6124:  $\mu_{\alpha} \in [-1.1; 0.7]$   $\mu_{\delta} \in [-2.6; -1.0]$   $\pi \in [1.05; 2.05]$ 

Дальнейший отбор вероятных членов скопления проводился с помощью диаграммы «звездная величина–показатель цвета». Мы строим диаграмму для отобранных звезд и проводим изохрону [8], соответствующую возрасту скопления. После этого мы удаляем часть звезд на диаграмме, которые, скорее всего, не являются членами скопления. Возраст, расстояние и избыток цвета для наложения изохроны были взяты из каталога [9]. Диаграммы скоплений показаны на Рис.1. На этом рисунке красная линия показывает изохрону, голубые линии показывают коридор для отбора звезд по диаграмме «звездная величина–показатель цвета», а голубые точки — отброшенные звезды.

Окончательно, для скоплений были получены выборки вероятных членов скоплений из 661 звезды для NGC 1039 (вероятность принадлежности к скоплению не менее 0.52) и из 1343 звезд для NGC 6124 (вероятность принадлежности к скоплению не менее 0.64).

Полученные выборки мы подвергаем анализу на принадлежность звезд к скоплению с помощью метода оценки вероятности принадлежности группы звезд к скоплению, предложенного в работе В.М. Данилова и А.Ф. Селезнева [3].

Этот метод основан на сравнении площадки (круга) скопления и окружающей скопление области фона, в которой отсутствуют звезды скопления. Предполагается, что средняя плотность звезд фона в площадке скопления такая же, как в области сравнения. На основании этого вычисляется вероятное число звезд фона в площадке скопления, и, далее, вероятность принадлежности к скоплению звезд внутри этой площадки. Принципиально важно, чтобы и в площадке скопления, и в площадке сравнения звезды отбирались по одним и тем же критериям. В качестве критерия могут служить интервалы астрометрических параметров (параллакса, собственных движений), положение звезд на фотометрических диаграммах, любые другие параметры, имеющиеся для всех звезд в рассматриваемых площадках. Вероятность принадлежности звезды к скоплению может быть определена для всей площадки скопления, либо для ее разных частей.

NGC	1039		NGC 6124			
$\Delta R$	$N_1$	Р	$\Delta R$	$N_1$	Р	
угл. мин.			угл. мин.			
0-49	562	0.96	0-38	923	0.98	
49-60	46	0.75	38-63	217	0.92	
60-70	26	0.52	63-88	104	0.76	
70-78	27	0.58	88-115	99	0.64	

Таблица 1. Таблица вероятностей принадлежности звезд к скоплениям

В настоящей работе, мы вычисляем вероятность принадлежности к скоплению звезд на разных расстояниях от центра скопления (отбор звезд проводится по параллаксу, собственным движениям и диаграмме «звездная величина–показатель цвета»). Полученный список вероятностей приводится в Таблице 1. В таблице первый и четвертый столбцы показывают интервал расстояний от центра скопления, второй и пятый столбцы — число звезд выборки в этом интервале, а третий и шестой — вероятность их принадлежности к скоплению.

Мы сравнили наши выборки с выборками из [1] с помощью программы TOPCAT [7]. В пределах круга с радиусом скопления (по данным [5]) наши выборки совпадают с выборками [1] на 83%.

В работе [1] используется метод UPMASK [2]. Этот метод был изначально предложен для выделения вероятных членов скопления по диаграмме «звездная величина–показатель цвета», но его можно использовать для любых параметров отбора. Авторы [1] не используют фотометрические диаграммы для отбора звезд, а опираются на параллаксы и собственные движения звезд из каталога Gaia DR2 [10]. Метод UPMASK способен использовать любые модели ошибок (по умолчанию распределение ошибок нормальное), он автоматизирован, не использует никаких физических моделей, основывается на минимальном количестве предположений о распределениях параметров. Основное предположение заключается в том, что концентрация звезд в пространстве параметров соответствует звездам скопления в том случае, если ей соответствует концентрация и в пространстве координат. В противном случае эта концентрация соответствует звездам фона. Так происходит бинарное деление звезд на звезды скопления и звезды фона. Отбор производится несколько раз с новой выборкой значений параметров, исходя из значений их ошибок; вероятность вычисляется как частота попадания звезды в группу «скопление».

Наш метод значительно проще. Мы опираемся на заранее определенные статистически радиус скопления и число звезд в нем, а затем подбираем интервалы астрометрических параметров таким образом, чтобы число звезд в круге скопления примерно соответствовало числу звезд скопления. Мы дополнительно отбираем звезды по диаграмме «звездная величина–показатель цвета» (Puc.1). Определение вероятности членства было кратко описано выше. Наши выборки содержат число звезд, большее, чем число звезд с вероятностью членства больше 0.5 в выборках [1]. Необходимо отметить, что выборки [1] занимают на небе несколько большую площадь, чем круг с радиусом скопления, определенным в [5]. При этом, анализ диаграмм «звездная величина–показатель цвета» для выборок [1] показывает, что эти выборки могут включать звезды, не являющиеся членами скопления.

В ходе работы мы получили выборки звезд вероятных членов скоплений NGC 1039 и NGC 6124, а также вероятности принадлежности их к скоплениям. Эти выборки могут быть использованы при дальнейшем изучении этих скоплений. На основе вычисленной вероятности принадлежности звезд к скоплению на разных расстояниях от его центра можно сделать вывод о том, что вероятность тем больше, чем ближе звезда к центру скопления.

Мы планируем опубликовать более подробную статью, включив туда несколько дополнительных скоплений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2020-0030.

- Cantat-Gaudin T., Jordi C., Vallenari A. et al. A Gaia DR2 view of the open cluster population in the Milky Way // Astron. Astrophys. - 2018. - Vol. 618. - P. A93. 1805. 08726.
- [2] Krone-Martins A., Moitinho A. UPMASK: unsupervised photometric membership assignment in stellar clusters // Astron. Astrophys. 2014. Vol. 561. P. A57. 1309.4471.
- [3] Danilov V. M., Seleznev A. F. On the Motion of Stars in the Pleiades According to Gaia DR2 Data // Astrophysical Bulletin. - 2020. - Vol. 75, № 4. - P. 407-424.
- [4] Кулеш М.В., Селезнев А.Ф. Метод определения радиуса скопления по радиальному профилю плотности // Астрономия и исследование космического пространства / ред. Э.Д. Кузнецов, Д.З. Вибе, А.Б. Островский и др. – 2021. – С. 42–45.
- [5] Михневич В.О., Селезнев А.Ф. Метод отбора звезд из Gaia EDR3 для статистического исследования рассеянного скопления // Астрономия и исследование космического пространства / ред. Э.Д. Кузнецов, Д.З. Вибе, А.Б. Островский и др. — 2022. — С. ??-??
- [6] Collaboration Gaia, Brown A.G.A., Vallenari A. et al. Gaia Early Data Release 3: Summary of the contents and survey properties // Astron. Astrophys. 2021. Vol. 649. 21 p.
- [7] Taylor M. B. TOPCAT & STIL: Starlink Table/VOTable Processing Software // Astronomical Data Analysis Software and Systems XIV / ed. by P. Shopbell, M. Britton, R. Ebert : Astronomical Society of the Pacific Conference Series. 2005. Vol. 347. P. 29.
- [8] Bressan Alessandro, Marigo Paola, Girardi Léo. et al. PARSEC: stellar tracks and isochrones with the PAdova and TRieste Stellar Evolution Code // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2012. - Vol. 427, № 1. - P. 127-145.
- [9] Loktin A. V., Popova M. E. Updated version of the 'homogeneous catalog of open cluster parameters' // Astrophysical Bulletin. — 2017. — Vol. 72. — P. 257–265.
- [10] Gaia Collaboration, Brown A. G. A., Vallenari A. et al. Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties // Astron. Astrophys. - 2018. - Vol. 616. - P. A1.

## ГАУССОВЫ ПРОЦЕССЫ ДЛЯ АНАЛИЗА КРИВЫХ БЛЕСКА ИЗ ОТКРЫТОГО КАТАЛОГА СВЕРХНОВЫХ

## Т. А. Семенихин<sup>1,2</sup>, М. В. Корнилов<sup>2</sup>, М. В. Пружинская<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, факультет космических исследований, <sup>2</sup> Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Государственный астрономический институт имени П.К.Штернберга

В ходе работы из данных Открытого каталога сверхновых была сформирована выборка сверхмощных сверхновых (СН). При помощи векторных Гауссовых процессов были получены аппроксимации многоцветных кривых блеска сверхмощных СН, попавших в выборку. Для трёх объектов разных типов были построены и приведены к одной системе болометрические кривые блеска. Дана качественная интерпретация полученных результатов.

## GAUSSIAN PROCESSES FOR LIGHT CURVE ANALISYS FROM THE OPEN SUPERNOVA CATALOG

## L. A. Semenikhin<sup>1,2</sup>, M. V. Kornilov<sup>2</sup>, M. V. Pruzhinskaya<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Lomonosov Moscow State University, Faculty of Space Research, <sup>2</sup>Lomonosov Moscow State University, Sternberg astronomical institute

In this work we use data from the Open Supernova Catalog to make a sample of superluminous supernovae (SLSN). Using the vector Gaussian processes we approximate the multicolour light curves of chosen SLSNe. For three SLSNe from the sample, we construct the bolometric light curves and refer them to the same rest-frame. This allows to compare the light curves and to extract information about the progenitor.

Среди всех объектов, представленных в Открытом каталоге сверхновых (ОКС [1]), особый интерес представляют так называемые сверхмощные сверхновые (СН). Это объекты, чья абсолютная звездная величина в максимуме блеска  $M < -21^m$ , а полная излучаемая энергия  $E > 10^{51}$  эрг [2]. Таким образом, сверхмощные СН как минимум в 10 раз ярче, чем типичные сверхновые типа Ia, используемые в качестве индикаторов космологических расстояний [3, 4]. Для того, чтобы лучше понять природу этих объектов, определить параметры предсверхновых и параметры взрыва, кроме многоцветных кривых блеска, желательно иметь и болометрические кривые блеска. Болометрические кривые блеска показывают, как поток от звезды, просуммированный по всему спектру излучения (по всем длинам волн), меняется со временем. Кроме того, имея болометрические кривые блеска для выборки сверхмощных сверхновых, их будет легче сравнить между собой, поскольку наблюдения для отдельных объектов часто представлены в разных фотометрических системах. Цель этой работы состоит в том, чтобы получить болометрические кривые блеска сверхмощных СН, используя данные из ОКС и векторные Гауссовы процессы (ГП).

В ОКС содержатся фотометрические наблюдения сверхновых звезд в разных полосах пропускания (фильтрах). Представленные в каталоге ОКС многоцветные кривые блеска неоднородны по времени. Для получения квазиболометрической кривой блеска необходимо просуммировать потоки, измеренные в разных полосах. Поэтому имеющиеся кривые блеска нужно аппроксимировать. В данной задаче это сделано при помощи векторных ГП (https://gp.snad.space/).

<sup>©</sup> Семенихин Т. А., Корнилов М. В., Пружинская М. В., 2022

Гауссовы процессы предполагают, что каждое значение кривой блеска – это случайная величина, индексированная временем. Определяя ковариационную матрицу процесса, мы можем найти условное математическое ожидание кривой блеска в интересующий нас момент времени. При формировании выборки были учтены следующие критерии: наличие хотя бы одного спектра, наблюдения в одной из фотометрических систем (*ugriz*, u'g'r'i'z', *UBVRI*), наличие не менее трёх полос пропускания. После учёта этих критериев в нашей выборке осталось только 27 сверхмощных СН из 224 представленных в ОКС. Мы применили векторные ГП в соответствующих полосах пропускания к каждому объекту из выборки, получив тем самым непрерывные кривые блеска.

Для получения болометрических кривых блеска использовался метод, который предполагает, что в каждый момент времени спектр сверхновой может быть описан спектром черного тела (ЧТ) с определенной температурой:

$$I_{\nu} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1},\tag{1}$$

где  $I_{\nu}$  — монохроматическая интенсивность излучения ЧТ;  $\nu$  — частота излучения; T — температура ЧТ; h — постоянная Планка; k — постоянная Больцмана; c — скорость света. Тогда видимая в определенной полосе пропускания звездная величина объекта в фотометрической системе АВ будет равна:

$$m_{AB} = -2.5 \log_{10} \left( \frac{R^2}{D^2} \frac{\int I_{\nu} \phi(\nu) (h\nu)^{-1} d\nu}{\int 3631 \text{Jy } \phi(\nu) (h\nu)^{-1} d\nu} \right),$$
(2)

где  $\phi(\nu)$  — кривая пропускания фильтра; R — радиус излучающего объекта; D — расстояние до объекта;  $(h\nu)^{-1}$  предполагает, что детектор представляет собой устройство для счета фотонов. Для того чтобы определить в каждый момент времени параметры черного тела (T, R), используется метод наименьших квадратов:

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^{N_{bands}} \left( m_{approx}^{i} - m_{model}^{i}(T,R) \right) \frac{\partial m_{model}^{i}(T,R)}{\partial T} = 0\\ \sum_{i=1}^{N_{bands}} \left( m_{approx}^{i} - m_{model}^{i}(T,R) \right) \frac{\partial m_{model}^{i}(T,R)}{\partial R} = 0 \end{cases}$$
(3)

Здесь  $m^i_{approx}$  — видимая в *i*-ой полосе пропускания звездная величина, полученная нами при помощи ГП;  $m^i_{model}(T, R)$  — видимая в *i*-ой полосе пропускания звездная величина модели ЧТ с параметрами T, R;  $N_{bands}$  — количество полос пропускания для данного объекта. Численно решая систему уравнений (3), мы получаем параметры ЧТ, благодаря чему можем посчитать модельную светимость ЧТ в каждый момент времени по формуле:

$$L = 4\pi R^2 \int I_{\nu}(T) d\nu \tag{4}$$

При помощи аппроксимированных нами многоцветных кривых блеска, можно достаточно точно оценить температуру и радиус черного тела в данный момент времени и рассчитать болометрическую кривую блеска. На графике 1 представлена болометрическая кривая блеска для сверхмощной сверхновой PS1-14bj. При построении кривой блеска было учтено красное смещение и межзвездное поглощение в Галактике. Также для того, чтобы объяснить болометрическую кривую блеска исследуемой сверхновой, на графике приведена кривая, обусловленная радиоактивными распадами ( ${}^{56}Ni \rightarrow {}^{56}Co \rightarrow {}^{56}Fe$ ). Видно, что наклоны кривых слабо отличаются, поэтому радиоактивные распады, возможно, могут быть источником энергии взрыва PS1-14bj, что однако не исключает объяснение наблюдаемых кривых блеска с помощью других механизмов [5, 6].



Рис. 1. Болометрическая кривая блеска сверхмощной сверхновой PS1-14bj, полученная из многоцветных кривых блеска в предположении, что в каждый момент времени спектр объекта является чернотельным.

Модель черного тела имеет плохое приближение в основном в тех диапазонах длин волн, где наблюдаются линии поглощения. Спектры сверхмощных СН имеют слабые линии поглощения, кроме ультрафиолетового диапазона. Наиболее сильные отклонения спектра от модели черного тела наблюдаются в ультрафиолетовой части при высокой температуре [7]. Поэтому поправки модели черного тела для ультрафиолетового диапазона будут следующим этапом в нашей работе. Затем планируется получить болометрические кривые блеска для всех оставшихся объектов из сформированной выборки, а также, используя теоретические и аналитические модели, извлечь из болометрических кривых блеска информацию о параметрах предсверхновых и параметрах взрыва, что поможет лучше понять их астрофизическую природу.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Национального центра научных исследований Франции в рамках научного проекта No 21-52-15024, а также при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фундаментальные и прикладные исследования космоса».

- Guillochon James, Parrent Jerod, Kelley Luke Zoltan, Margutti Raffaella. An Open Catalog for Supernova Data // Astrophys. J. - 2017. - Vol. 835, № 1. - P. 64. 1605.01054.
- [2] Moriya Takashi J., Sorokina Elena I., Chevalier Roger A. Superluminous Supernovae // Space Science Reviews. - 2018. - Vol. 214, № 2.
- [3] Riess Adam G., Filippenko Alexei V., Challis Peter et al. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant // Astron. J. - 1998. --Vol. 116, № 3. - P. 1009-1038. astro-ph/9805201.
- [4] Perlmutter S., Aldering G., Goldhaber G. et al. Measurements of Ω and Λ from 42 High-Redshift Supernovae // The Astrophysical Journal. – 1999. – Vol. 517, № 2. – P. 565–586.

- [5] Gal-Yam Avishay. The Most Luminous Supernovae // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. - 2019. - Vol. 57, № 1. - P. 305-333.
- [6] Wang Shan-Qin, Wang Ling-Jun, Dai Zi-Gao. The Energy Sources of Superluminous Supernovae // Research in Astronomy and Astrophysics. — 2019. — Vol. 19, № 5. — P. 063.
- [7] Angus C R, Smith M, Sullivan M et al. Superluminous supernovae from the Dark Energy Survey // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2019. Vol. 487, № 2. P. 2215-2241. https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/487/2/2215/28791944/stz1321.pdf.

#### ФУНКЦИЯ СВЕТИМОСТИ ГАЛАКТИК С ПОЛЯРНЫМ КОЛЬЦОМ

**Д.** В. Смирнов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет

На основе данных из обзора SDSS с помощью трех различных методов построена функция светимости галактик с полярным кольцом в фильтре r. Приведены оценки пространственной плотности этих объектов. Показано, что у  $\sim 10^{-4}$  галактик близкой вселенной наблюдаются полярные структуры.

#### LUMINOSITY FUNCTION OF POLAR-RING GALAXIES

**D.** V. Smirnov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Saint Petersburg State University

Based on SDSS data *r*-band luminosity function of polar ring galaxies (PRGs) was determined with 3 different methods. Estimates of space density of PRGs are presented. It is shown that polar structures are observed around  $\sim 10^{-4}$  of field galaxies in the nearby Universe.

# Введение

Галактики с полярным кольцом (ГПК) – редкий класс внегалактических объектов, состоящих из центральной галактики, окруженной вращающимся почти в полярной плоскости протяженным кольцом или диском. Вайтмо и др. [1] составили первый крупный каталог таких галактик. В него вошло 157 ГПК и родственных им объектов, однако дальнейшие наблюдения показали, что лишь небольшая часть объектов каталога являются настоящими ГПК. Спустя 21 год Моисеев и др. [2] представили новый каталог ГПК (SPRC), основанный на результатах проекта Galaxy Zoo (http://www.galaxyzoo.org) и состоящий из 275 объектов. Дальнейшее изучение результатов Galaxy Zoo выявило ещё 31 кандидатов в ГПК [3]. Спектральные наблюдения ( [2], [4]) показывают, что значительная доля объектов, представленных в SPRC, являются ГПК.

Предпринимавшиеся ранее попытки оценить встречаемость галактик с полярным кольцом [1], [5] основывались на малых выборках этих объектов. В свете увеличения числа известных ГПК, встает вопрос об уточнении полученных ранее оценок пространственной плотности этих уникальных объектов.

# Данные и методика

В ходе работы была составлена наиболее общирная выборка достоверных ГПК, для которых есть данные в SDSS (DR16, [6]). Основу выборки составили лучшие кандидаты из SPRC и галактики из работы [3]. По наблюдаемой морфологии в выборку добавлены 12 хороших кандидатов из SPRC (SPRC-71, 73, 77, 80, 84, 87, 90, 132, 137, 160, 161, 168), а также попадающие в поле зрения SDSS галактики из каталога Вайтмо [1] (PGC A-1, A-4, A-6, B-17). В рассмотрении оставлены галактики, удовлетворяющие условию  $m_r < 17.77$  – предельная звёздная величина спектральных наблюдений SDSS Legacy Survey. Размер итоговой выборки составил 102 объекта.

<sup>©</sup> Смирнов Д. В., 2022

Для каждой галактики в получившейся выборке были получены фотометрические данные и спектроскопические красные смещения из обзора SDSS. Для объектов, не имеющих спектральных данных в SDSS, красные смещения взяты из базы данных NED. Фотометрические данные исправлены за поглощение в Галактике и k-поправку.

Для исправления неполноты выборки был использован классический метод  $V/V_{max}$ , основанный на предположении о равномерном распределении объектов выборки в пространстве. Данный метод позволяет получить поправочный множитель ( $\xi$ ) для пространственной плотности объектов выборки (см. подробнее [7]). В нашем случае  $\xi = 1.63$ .

В настоящее время разработано большое число методов оценки функции светимости, протестированных на разных каталогах галактик. В данной работе исрользовались 3 классических непараметрических метода:  $1/V_{max}$  [8],  $C^-$  метод Линден-Белла [9] и метод Холоневского [10], статистические свойства этих методов хорошо изучены на выборках малых размеров.

В методе  $1/V_{max}$  значение функции светимости (ФС) в интервале  $[M - \Delta M, M + \Delta M]$  определяется по формуле

$$\phi(M) = \frac{4\pi\xi}{\Omega\Delta M} \sum_{i} \frac{1}{V_{max,i}},\tag{1}$$

где  $\Omega$  – телесный угол области на небесной сферы, занимаемой выборкой (9380. кв градусов для Galaxy Zoo),  $\xi$  – поправочный множитель, описанный выше,  $V_{max,i}$  – максимальный объем, в пределах которого галактика с номером *i* попадет в выборку, ограниченную по видимой звездной величине. Суммирование производится для всех галактик с  $M_i \in [M - \Delta M, M + \Delta M]$ . Этот метод склонен переоценивать значения  $\Phi$ С в тусклом крыле [11], поэтому его результаты использованы только для сравнения с предыдущими оценками, полученными таким же образом.

Метод Холоневского и  $C^-$  метод имеют более строгое математическое обоснование и используют информацию о распределении галактик в пространстве  $(M_r, z)$ . Метод Линден-Белла дает информацию только о форме ФС, поэтому требуется определить нормировку отдельно. Для этого был использован метод из работы [12]:

$$\int_{M_{bright}}^{M_{faint}} \phi(M) \, dM = n_{EEP} = \frac{\xi}{V} \sum_{i} \frac{1}{s(z_i)},$$

где – V полный объем пространства, заполняемый выборкой, s(z) – функция селекции, определяемая только формой  $\Phi$ С.

Для нахождения пространственной плотности ГПК были использованы 3 оценки: описанная выше  $n_{EEP}$ , интуитивно-простая оценка  $\bar{n} = \xi N/V$  и оценка, полученная интегрированием ФС.

# Результаты и обсуждение

ФС ГПК, полученная разными методами, приведена на рис. 1. Цветной заливкой показаны 1 $\sigma$  ошибки, для методов Холоневского и  $C^-$  получены бутстрэпом по 1000 реализациям, для  $1/V_{max}$  – стандартным подходом из работы Кондона. На рисунок также нанесена ФС ГПК из работы [5]. Штриховыми линиями изображена аппроксимация ФС функцией Шахтера [13], ее параметры приведены в таблице 1.

Из графика видно, что оценки, полученные всеми тремя методами, дают завал ФС на низких светимостях. Такое поведение ФС вероятнее всего вызвано эффектами селекции и процедуры отбора кандидатов, процессы формирования ГПК также могут иметь некоторое значение.



Рис. 1. Функция светимости галактик с полярным кольцом

Таблица 1. Параметры функции Шахтера для 3 разных методов оценки ФС

Метод	$M^*$	$\alpha$	$\phi^*,~{\rm Mpc^{-3}mag^{-1}}$		
Холоневского	$-20.66 {\pm} 0.12$	$0.29{\pm}0.13$	$(6.6 \pm 0.3) \cdot 10^{-7}$		
$C^{-}$	$-20.76 {\pm} 0.12$	$0.07 {\pm} 0.11$	$(6.1 \pm 0.3) \cdot 10^{-7}$		
$1/V_{max}$	$-20.48 {\pm} 0.11$	$-0.50 {\pm} 0.14$	$(2.6 \pm 0.3) \cdot 10^{-6}$		

В таблице 2 приведены оценки пространственной плотности ГПК, полученные разными способами (см. предыдущий раздел). Как говорилось ранее, метод  $1/V_{max}$  склонен переоценивать тусклое крыло ФС, поэтому и оценка пространственной плотности получается выше в ~2 раза. Заметное различие в оценках пространственной плотности методом  $1/V_{max}$ может указывать на пространственную неоднородность выборки [11]. Полученные результаты для методов Холоневского и  $C^-$  оказываются в 15 раз меньше, чем полученные в предыдущих работах на эту тему [5]. Результат для метода  $1/V_{max}$  (использовавшегося в предыдущей работе [5]) также оказывается меньше почти на порядок.

Таблица 2. Оценка пространственной плотности ГПК разными способами

Метод	$n_{LF}, \ \mathrm{Mpc}^{-3}$	$n_{EEP}, \ \mathrm{Mpc}^{-3}$	$\bar{n}, \ \mathrm{Mpc}^{-3}$
Холоневского	$(4.1 \pm 1.3) \cdot 10^{-7}$	$(5.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-7}$	$6.1\cdot 10^{-7}$
$C^{-}$	$(5.5 \pm 1.6) \cdot 10^{-7}$	$(5.5 \pm 0.1) \cdot 10^{-7}$	$6.1\cdot 10^{-7}$
$1/V_{max}$	$(4.3 \pm 1.5) \cdot 10^{-6}$	$(1.2\pm 0.1)\cdot 10^{-6}$	$6.1\cdot 10^{-7}$

Сравнивая ФС ГПК с ФС галактик поля, полученной из разных обзоров (SDSS, 2dF, LCRS), можно оценить, что галактики, имеющие полярные кольца, составляют около 0.01% общего числа галактик поля в близкой вселенной. Этот результат также более чем на порядок меньше, полученных ранее. Согласно Вайтмо и др. [1] приведенные выше оценки должны быть увеличены в 3 раза для учета эффектов проекции (полярные структуры, видимые почти плашмя, как правило не идентифицируются как ГПК).

# Заключение

На основе большой выборки ГПК построена ФС и найдена пространственная плотность этих объектов. Найдено, что полярные структуры встречаются у  $\sim 10^{-4}$  галактик близкой вселенной. Несмотря на значительное увеличение числа известных ГПК, результаты говорят о том, что ГПК встречаются в 10 раз реже, чем предполагалось ранее. Данный результат представляет интерес как для исследования формирования ГПК, так и для дальнейших поисков кандидатов в существующих и будущих обзорах.

Автор выражает благодарность В.П.Решетникову, под чьим руководством выполнена данная работа.

- [1] Whitmore Bradley C., Lucas Ray A., McElroy Douglas B. et al. New Observations and a Photographic Atlas of Polar-Ring Galaxies // Astron. J. 1990. Vol. 100. P. 1489.
- [2] Moiseev Alexei V., Smirnova Ksenia I., Smirnova Aleksandrina A., Reshetnikov Vladimir P. A new catalogue of polar-ring galaxies selected from the Sloan Digital Sky Survey // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2011. - Vol. 418, № 1. - P. 244-257.
- [3] Reshetnikov V. P., Mosenkov A. V. New candidates to polar-ring galaxies from the Sloan Digital Sky Survey // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2019. - Vol. 483, № 2. - P. 1470-1480.
- [4] Egorov Oleg V., Moiseev Alexei V. Metallicity and ionization state of the gas in polar-ring galaxies // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2019. - Vol. 486, № 3. - P. 4186-4197.
- [5] Reshetnikov V. P., Faúndez-Abans M., de Oliveira-Abans M. Polar-ring galaxies: New candidates and statistics // Astronomy Letters. - 2011. - Vol. 37, № 3. - P. 171-180.
- [6] Ahumada Romina, Prieto Carlos Allende, Almeida Andrés et al. The 16th Data Release of the Sloan Digital Sky Surveys: First Release from the APOGEE-2 Southern Survey and Full Release of eBOSS Spectra // Astrophys. J. Suppl. Ser. - 2020. - Vol. 249, № 1. - P. 3.
- [7] Huchra J., Sargent W. L. W. The space density of the Markarian galaxies including a region of the south galactic hemisphere. // Astrophys. J. 1973. Vol. 186. P. 433-443.
- [8] Schmidt Maarten. Space Distribution and Luminosity Functions of Quasi-Stellar Radio Sources // Astrophys. J. - 1968. - Vol. 151. - P. 393.
- [9] Lynden-Bell D. A method of allowing for known observational selection in small samples applied to 3CR quasars // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 1971. - Vol. 155. - P. 95.
- [10] Choloniewski Jacek. New method for the determination of the luminosity function of galaxies // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 1986. - Vol. 223. - P. 1-9.
- [11] Willmer C. N. A. Estimating galaxy luminosity functions. // Astron. J. 1997. Vol. 114. – P. 898–912.
- [12] Efstathiou G., Ellis Richard S., Peterson Bruce A. Analysis of a complete galaxy redshift survey. II. The field-galaxy luminosity function. // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 1988. — Vol. 232. — P. 431–461.
- [13] Schechter P. An analytic expression for the luminosity function for galaxies. // Astrophys. J. - 1976. - Vol. 203. - P. 297-306.

# ВЛИЯНИЕ ТЕМПОВ РЕАКЦИЙ С ФОТОНАМИ, ПОРОЖДЕННЫМИ КОСМИЧЕСКИМИ ЛУЧАМИ, НА СОСТАВ ГАЗА И ЛЬДА В ПРОТОПЛАНЕТНЫХ ДИСКАХ

## Л. Н. Цвикки<sup>1</sup>, Т. С. Молярова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет, <sup>2</sup>Институт астрономии РАН

Характерный для протопланетных дисков рост пыли может приводить к изменению темпов химических реакций в них. С помощью астрохимического моделирования протопланетного диска (код ANDES) анализируется, как на содержание химических соединений в газовой и ледяной фазе влияет повышение размера пыли и темпов реакций с фотонами, порожденными космическими лучами. Показано, что увеличение темпов реакций ощутимо влияет на соотношение С/О в газовой фазе в области около 20 а. е. и на соотношение С/О в ледяной фазе внутри 6 а. е.

## IMPACT OF RATES OF REACTIONS WITH COSMIC RAY INDUCED PHOTONS ON GAS AND ICE COMPOSITION IN PROTOPLANETARY DISCS

#### L. N. Zwicky<sup>1</sup>, T. S. Molyarova<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Ural Federal University, <sup>2</sup>Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences

Dust growth characteristic of protoplanetary discs can affect chemical reaction rates. Using astrochemical model of protoplanetary disc (ANDES code) we analyse how gas- and ice-phase abundances of species are influenced by an increase in both dust size and rates of reactions with cosmic ray induced photons. We find that the elevated reaction rates considerably influence C/O ratio in the gas at  $\sim 20$  au and C/O ratio in the ice inside 6 au.

# Введение

Отдельное место среди химических реакций в межзвездной среде занимают реакции с космическими лучами и с фотонами, порожденными космическими лучами (далее ФКЛ). Они особенно важны в областях, недоступных для межзвездного ультрафиолетового излучения, в частности, в протопланетных дисках. Присутствующая в межзвездной среде пыль эффективно поглощает ФКЛ, поэтому темпы реакций с ФКЛ (далее ФКЛ-реакций) зависят от свойств пыли. В первом приближении можно считать, что они прямо пропорциональны ее среднему размеру [1]. В современных астрохимических моделях используются темпы ФКЛ-реакций, рассчитанные для плотных межзвездных облаков [2, 3]. Однако в протопланетных дисках пыль способна достигать больших размеров, и, следовательно, темпы ФКЛ-реакций там тоже должны быть выше.

Целью данной работы является оценка влияния вызванного ростом пыли изменения темпов ФКЛ-реакций на химический состав протопланетного диска. На основе астрохимического моделирования проводится анализ изменений в составе газа и льда, выявляются цепочки реакций, ответственные за эти изменения.

<sup>©</sup> Цвикки Л. Н., Молярова Т. С., 2022

# Анализ

В данной работе используется двумерная модель квазистационарного протопланетного диска ANDES [4] с модификациями, сделанными в работе [5], и дополнительным ограничением на темпы поверхностных реакций.

Для анализа влияния темпов ФКЛ-реакций варьировались два параметра модели: средний размер пыли и множитель темпов ФКЛ-реакций. Значения этих параметров для рассмотренных моделей указаны в таблице 1.

Название модели	Средний размер пыли, мкм	Множитель темпов ФКЛ-реакций			
Модель I	0.035	1			
Модель II	0.35	1			
Модель III	0.35	10			

Таблица 1. Набор моделей

Характеристики пыли в модели I соответствуют классической для M3C модели MRN [6], а темпы ФКЛ-реакций взяты из работы [7]. В модели II увеличен только размер пыли, она нужна чтобы отделять эффекты, которые проявляются при росте пыли независимо от ФКЛ-реакций. В модели III дополнительно к размеру пыли повышены темпы ФКЛреакций пропорционально среднему размеру пыли [1].

В предыдущей нашей работе по этой тематике [1] изменения в химическом составе диска были проанализированы на основе степени ионизации среды и массовой доли льдов по отношению к пыли. Здесь в качестве характеристики химического состава вещества мы рассматриваем соотношение C/O в газовой и ледяной фазе. Под соотношением C/O понимается отношение суммарной концентрации углерода во всех углеродсодержащих соединениях ( $n_{\rm C}$ ) к суммарной концентрации кислорода во всех кислородсодержащих соединениях ( $n_{\rm O}$ ) в некоторой точке диска. При расчете соотношения C/O в газовой или ледяной фазе берутся соединения только в данной фазе.

Считается, что соотношение C/O является лучшим индикатором процесса формирования планет [8]. Изменения в C/O в рамках данной модели имеет смысл рассматривать только для отдельно C/O в газе и C/O на пыли, так как общее элементное соотношение C/O остается всегда  $\approx 0.4$  во всем диске (вещество не перемещается в пространстве в рамках модели). В газовой и ледяной фазах по отдельности C/O может изменятся за счет перехода углеродсодержащих и кислородсодержащих соединений из одной фазы в другую.

Для соотношений C/O в газовой и ледяной фазе были построены распределения по диску отношений их значений в одной модели к значениям в другой модели. На рис. 1 приведен пример такого распределения для соотношения C/O в газе. Далее были выделены области, в которых значения параметра наиболее заметно отличаются между моделями (на порядок и более). Для этих областей был проведен детальный анализ темпов происходящих химических реакций, были идентифицированы цепочки химических реакций, ответственные за разницу между моделями.

# Результаты

Как видно из рис. 1, рост пыли влияет на соотношение C/O в газе не более чем в два-три раза. В то же время в узкой области на  $\approx 20$  а. е. вблизи плоскости диска заметно влияние увеличения темпов ФКЛ-реакций. В этой области C/O падает более чем на порядок за



Рис. 1. Пространственное распределение отношения соотношения С/О в газе в различных моделях на момент времени 1 млн лет. Слева отношение модели II к модели I, справа — модели III к модели II. Зеленым закрашены области, где содержания и кислорода, и углерода в газофазных соединениях меньше их начальных содержаний в тысячу раз в обеих моделях

счет значительного увеличения количества молекулярного кислорода и озона в газовой фазе. Рост содержания озона связан с повышением темпа формирования его прекурсора — атомарного кислорода на пыли — во множестве ФКЛ-реакций. Подобным же образом из-за повышенного содержания О на пыли возрастает содержание молекулярного кислорода в газе.

Соотношение C/O на пыли при повышении темпов ФКЛ-реакций уменьшается на порядок и более в области до  $\approx 6$  а. е. вблизи плоскости диска за счет фотодиссоциации ледяного H<sub>2</sub>C<sub>3</sub>O на C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> и CO, чьи температуры десорбции ниже температуры пыли в этой области. При этом рост пыли вызывает увеличение C/O на пыли в области до  $\approx 2$  а. е. благодаря образованию сложных углеродсодержащих молекул, а в области от  $\approx 2$  до  $\approx 6$  а. е. вызывает уменьшение C/O на пыли вследствие смещения линий льдов.

Таким образом, увеличение темпов ФКЛ-реакций приводит к заметным изменениям соотношения С/О и в газовой, и в ледяной фазе. Его влияние на степень ионизации и массовую долю льдов в протопланетном диске было рассмотрено в работе [1].

В целом влияние ФКЛ-реакций на химический состав протопланетного диска ощутимо. Представляется целесообразным учет в астрохимических моделях протопланетных дисков изменений в темпах этих реакций вследствие роста пыли.

Работа поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (20-1-2-20-1).

- [1] Цвикки Л. Н., Молярова Т. С. Влияние темпов реакций с фотонами, порожденными космическими лучами, на химический состав протопланетных дисков // В печати. 2021.
- McElroy D., Walsh C., Markwick A. J. et al. The UMIST database for astrochemistry 2012 // Astron. Astrophys. - 2013. - Vol. 550. - P. A36.
- [3] Wakelam V., Loison J. C., Herbst E. et al. The 2014 KIDA Network for Interstellar Chemistry // Astrophys. J. Suppl. Ser. - 2015. - Vol. 217. - P. 20.

- [4] Akimkin V., Zhukovska S., Wiebe D. et al. Protoplanetary Disk Structure with Grain Evolution: The ANDES Model // Astrophys. J. - 2013. - Vol. 766.
- [5] Molyarova Tamara, Akimkin Vitaly, Semenov Dmitry et al. Gas Mass Tracers in Protoplanetary Disks: CO is Still the Best // Astrophys. J. - 2017. - Vol. 849. - P. 130.
- [6] Mathis J. S., Rumpl W., Nordsieck K. H. The size distribution of interstellar grains // Astrophysical Journal. 1977. Vol. 217. P. 425-433.
- [7] Gredel R., Lepp S., Dalgarno A., Herbst E. Cosmic-Ray-induced Photodissociation and Photoionization Rates of Interstellar Molecules // Astrophys. J. – 1989. – Vol. 347. – P. 289.
- [8] Cridland Alexander J., Eistrup Christian, van Dishoeck Ewine F. Connecting planet formation and astrochemistry. Refractory carbon depletion leading to super-stellar C/O in giant planetary atmospheres // Astron. Astrophys. — 2019. — Vol. 627. — P. A127.

# Научные сообщения



## О ВЛИЯНИИ ФОТОСФЕРНОГО ПОЛЯ ЯРКОСТИ НА ТОЧНОСТЬ ТАЙМИНГА ЭКЗОПЛАНЕТНЫХ ПРОХОЖДЕНИЙ

#### Р. В. Балуев

Санкт-Петербургский государственный университет

Оценивается влияние случайных неоднородностей звёздной фотосферы на кривые блеска прохождений экзопланет. Методика применяется к планете HD 189733 b, которая имеет необъяснённый избыток тайминга  $\sim 70$  s.

#### ON THE IMPACT OF PHOTOSPHERIC BRIGHTNESS FIELD ON EXOPLANETARY TRANSIT TIMINGS ACCURACY

#### R. V. Baluev

Saint Petersburg State University

We assess the impact of random inhomogeneities in stellar photosphere on exoplanetary transit light curves. The method is applied to the exoplanet HD 189733 b which exhibits an unexplained timing excess of  $\sim 70$  s.

# Введение

Ранее у нескольких экзопланет были найдены нерегулярные отклонения таймингов, т.е. моментов прохождений, существенно сверх погрешностей [1]. Наиболее выраженный избыток наблюдался у планеты HD 189733 b, около 70 s. В статье [2] предпринималась попытка объяснить его через эффект звёздных пятен. Однако событий покрытия пятен удалось обнаружить слишком мало, в частности для HD 189733.

Здесь делается попытка решения проблемы с помощью более общей статистической модели. Предполагается, что фотосферное поле яркости (ФПЯ)  $I(\mathbf{x})$  содержит случайное искажение  $\delta I(\mathbf{x})$ . Точная физическая природа неоднородностей не задаётся, однако независимо от физики их можно моделировать статистически.

### Схема методики

Начнём с предположения, что ФПЯ можно моделировать как (локально) стационарное и изотропное случайное поле, с некоторой корреляционной функцией и спектром мощности. Несколько примеров такой модели (с плоским спектром) приведено на рис. 1. При этом мы учитываем «вторичную» нестационарность и анизотропию ФПЯ, вызванную геометрическим эффектом проекции сферической поверхности.

Неоднородности ФПЯ генерируют случайные отклонения в кривой блеска, которые можно интерпретировать как шумовое возмущение и моделировать как случайный процесс. Удаётся выразить корреляционную функцию этого возмущения:

$$k_F(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \varkappa^2 F_\star^2 k_{\text{pert}}(\mathbf{x}, \mathbf{x}'), \tag{1}$$

где  $F_{\star}$  — полный поток вне прохождения, функция  $k_{\text{pert}}$  определяется через геометрию прохождения и закон потемнения к краю, а  $\varkappa$  зависит от физических характеристик  $\Phi\Pi S$  (его спектр мощности).

Далее можно рассчитать статистический эффект такого возмущения на получаемые параметры планетных прохождений, например тайминги. Подробности даны в [3].

<sup>©</sup> Балуев Р. В., 2022



Рис. 1. Примеры модельного распределения яркости звёздной фотосферы и получаемых искажений в кривой планетного прохождения

# Основные результаты и выводы

Получено, что новая модель тоже не в состоянии объяснить наблюдаемый избыток в дисперсии тайминга HD 189733. Можно объяснить не более ~ 10 s, т.е. небольшую долю избытка. При этом можно установить верхний предел на характеристику  $\varkappa$ , не более ~ 0.01 (соответствует крайней правой картинке рис. 1). Дальнейший её рост приводит не к увеличению дисперсии тайминга, а к внутренним противоречиям модели. Таким образом, для объяснения нестабильности тайминга HD 189733 необходимо привлекать другие эффекты — влияние планетной атмосферы, возмущения от дополнительных планет и др.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 19-72-10023.

- Baluev R. V., Sokov E. N., Jones H. R. A. et al. Homogeneously derived transit timings for 17 exoplanets and reassessed TTV trends for WASP-12 and WASP-4 // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2019. - Vol. 490. - P. 1294-1312.
- Baluev R. V., Sokov E. N., Sokova I. A. et al. Massive Search for Spot- and Facula-Crossing Events in 1598 Exoplanetary Transit Light Curves // Acta Astron. — 2021. — Vol. 71. — P. 25–53.
- [3] Baluev R. V. The impact of photospheric brightness field on exoplanetary transit timings and the TTV excess of HD 189733 b // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2022. - Vol. 509. -P. 1048-1061.

# Построение статической модели плотности атмосферы Венеры для моделирования движения космического аппарата

#### А. Е. Богачева $^1$

<sup>1</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

В работе рассматривается орбитальное движение КА в атмосфере Венеры, физические характеристики атмосферы берутся из моделей "VIRA" и "Global Empirical Model of Venus Thermosphere". Для построения зависимости плотности атмосферы от высоты используется интерполяция кубическими сплайнами, которые позволяют в зависимости от высоты над поверхностью планеты и широты места полёта КА вычислять плотность атмосферы.

# Construction of a static model of the density of the atmosphere of Venus to simulate the motion of a spacecraft

#### A. E. Bogacheva<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Lomonosov Moscow State University

The paper considers the orbital motion of a spacecraft in the atmosphere of Venus, the physical characteristics of the atmosphere are taken from the "VIRA" and "Global Empirical Model of Venus Thermosphere". To construct the dependence of the atmospheric density on altitude, interpolation by cubic splines is used, which allow, depending on the altitude above the planet's surface and the latitude of the spacecraft's flight location, to calculate the atmospheric density.

# Введение

Одним из возмущающих факторов, оказывающих влияние на движение KA на низких орбитах, является атмосфера планеты. Эти возмущения учитываются в виде ускорений в правых частях уравнений движения KA. Для моделирования движения KA требуется построение модели зависимости плотности атмосферы от высоты и положения KA над поверхностью планеты. В работе рассматривается движение KA в атмосфере Венеры.

# Построение модели плотности атмосферы Венеры

Для построения модели плотности атмосферы физические характеристики берутся из моделей "VIRA" [1] (статическая модель) и "Global Empirical Model of Venus Thermosphere" [2] (динамическая модель).Для построения зависимости плотности атмосферы от высоты и широты местоположения КА используется интерполяция кубическими сплайнами. Для высот от 0 км до 100 км берутся данные плотности из модели "VIRA". Для высот от 33 км до 100 км атмосфера разбивается на 5 секторов по широтам:

$$\varphi = 0^{\circ} - 30^{\circ}, \varphi = 30^{\circ} - 45^{\circ}, \varphi = 45^{\circ} - 60^{\circ}, \varphi = 60^{\circ} - 75^{\circ}, \varphi = 75^{\circ} - 90^{\circ}.$$
 (1)

Из-за разбиения атмосферы по широтам в итоге получается пять кубических сплайнов. При расчёте плотности атмосферы от 100 км до 250 км используется модель "Global Empirical

<sup>©</sup> А. Е. Богачева, 2022

Model of Venus Thermosphere", в которой данные для полуденной и полуночной стороны усредняются. Таким образом, атмосфера Венеры разбивается на слои от 0 км до 250 км. Нижняя и верхняя границы слоя соединяются между собой полиномом 3-ей степени:

$$\rho_i(h) = a_i + b_i(h - h_i) + c_i(h - h_i)^2 + d_i(h - h_i)^3,$$
(2)

где і-номер слоя,  $h_i$  -высота нижней точки слоя,  $\rho_i(h)$ -плотность в слое на высоте h,  $a_i, b_i, c_i, d_i$  -коэффициенты данного слоя, вычисленные из условий непрерывности и гладкости функции, составляющей гладкий кубический сплайн. Для доопределения условий нахождения коэффициентов полиномов используется "Естественный сплайн":

$$\rho''(h_0) = \rho''(h_n) = 0, \tag{3}$$

где  $h_0=0$ км,  $h_n=250$  км. Ниже приведены графики зависимости плотности атмосферы Венеры от высоты от 0 км до 250 км и от 100 км до 150 км для широт  $\varphi = 0^o - 30^o$ .

# Моделирование движения космического аппарата

С использованием полученной модели плотности реализована программа на языке C++, в которой моделируется движение KA шарообразной формы. Дифференциальные уравнения движения KA с учётом силы лобового сопротивления записываются в виде:

$$\mathbf{r}'' = -\frac{\mu \mathbf{r}}{r^3} - \frac{\mathbf{D}}{m}, \mathbf{r}(t_0) = \mathbf{r}_0, \mathbf{r}'(t_0) = \mathbf{v}_0$$
(4)

где **r** - радиус-вектор KA, **v** - вектор скорости KA, **D** - лобовое сопротивление. Для лобового сопротивления используется следующая модель:

$$\mathbf{D} = \frac{|v|\mathbf{v}c_x S\rho(h,\varphi)}{2},\tag{5}$$

где  $\rho(h,\varphi)$  плотность атмосферы на высоте h и широте  $\varphi$ ,  $h = |r| - R_v$ ,  $R_v$  - радиус Венеры,  $c_x$  - безразмерный коэффициент лобового сопротивления. Широта местоположения КА рассчитывается с помощью перехода от прямоугольной системы координат к сферической. По радиус-вектору КА рассчитывается широта и высота его полёта. В зависимости от широты и высоты выбирается набор коэффициентов и вычисляется плотность. Для получения численного решения уравнения используется метод Рунге-Кутта четвертого порядка.

# Заключение

В результате получена статическая модель плотности атмосферы Венеры, которая является простой в программной реализации и требует малого количества шагов для вычисления плотности на заданной высоте (т.к. требуется посчитать значение полинома третьей степени). Полученные формулы для вычисления плотности могут использоваться для моделирования поступательного движения КА в атмосфере Венеры.

- Kliore V.I. Keating G., A. Moroz. The Venus International Reference Atmosphere // Adv. Space Res. - 1985. - P. 1-305.
- [2] A.E. Hedin. Global Empirical Model of the Venus Thermosphere // J. Geophys. Res. 1983. P. 1–11.



Рис. 1. Зависимость плотности атмосферы Венеры от высоты для высот от 0 до 250 км



Рис. 2. Зависимость плотности атмосферы Венеры от высоты для высот от 100 до 150 км

#### О ВЛИЯНИИ ЭФФЕКТА ЯРКОВСКОГО НА РЕЗОНАНСНОЕ ДВИЖЕНИЕ АСТЕРОИДОВ С МАЛЫМИ ПЕРИГЕЛИЙНЫМИ РАССТОЯНИЯМИ

# Т. Ю. Галушина<sup>1</sup>, О. Н. Летнер<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Томский Государственный университет

Выявлены астероиды с малыми перигелийными расстояниями, движущиеся в окрестности устойчивых и неустойчивых орбитальных резонансов с планетами. Для каждого астероида рассмотрена эволюция резонансной щели и критического аргумента с учетом и без учета эффекта Ярковского (ЭЯ). Показано, что в случае устойчивого резонанса влияние ЭЯ на резонансные характеристики незначительно. При неустойчивом резонансе учет ЭЯ может изменять число проходов через точную соизмеримость.

### ABOUT INFLUENCE OF THE YARKOVSKY EFFECT ON THE MOTION OF ASTEROIDS WITH SMALL PERIHELION DISTANCES

**T. Yu. Galushina<sup>1</sup>**, **O. N. Lenter<sup>1</sup>** <sup>1</sup>*Tomsk State University* 

Asteroids with small perihelion distances, moving in the vicinity of stable and unstable mean motion resonances with planets, have been identified. For each asteroid, the evolution of the resonance band and the critical argument is considered with and without the Yarkovsky effect. It is shown that the influence of the Yarkovsky effect on the resonance characteristics is insignificant in the case of a stable resonance. In the case of an unstable resonance, taking into account the effect can change the number of passes through the exact commensurability.

По состоянию на июнь 2021 года известно 52 астероида с малыми перигелийными расстояниями ( $q \leq 0.15$  a.e.). Для предварительного выявления орбитальных резонансов нами была исследована эволюция орбит этих астероидов на основе начальных данных из каталога Э.Боуэлла [1] с помощью программного комплекса ИДА [2]. В качестве характеристик резонанса использовались резонансная щель  $\alpha = k_0 n_0 - k_j n_j$  и критический аргумент  $\beta = k_0 \lambda_0 - k_j \lambda_j - (k_0 - k_j) \omega_0 - (k_0 - k_j) \Omega_0$ , где  $n_0, n_j$  — средние движения соответственно астероида и *j*-ой планеты;  $k_0, k_j$  — целые числа,  $\lambda_0, \lambda_j$  — средние долготы астероида и *j*-ой планеты,  $\omega_0$  — аргумент перицентра астероида,  $\Omega_0$  — долгота восходящего узла астероида. Рассматривались резонансы до 10 порядка включительно ( $|k_0 - k_j| \leq 10$ ).

Результаты представлены в таблице 1, где для каждой планеты показано число устойчивых и неустойчивых резонансов. Под устойчивым мы в данном случае понимаем резонансное отношение  $k_j/k_0$ , которое выполняется на всем интервале исследования (1000 г., 3000 г.). Если же резонансная щель проходит хотя бы один раз через нулевое значение, но астероид не задерживается в резонансом положении, то имеет место неустойчивый резонанс.

Всего выявлено 27 резонансных астероидов в 43 резонансных соотношениях, из них 22 устойчивых и 21 неустойчивое. Интересно отметить, что все резонансы с Землей неустойчивые, при этом большинство этих объектов находятся в устойчивом резонансе с Юпитером. Подобная ситуация наблюдается и у Марса. Резонансов с Меркурием выявлено не было.

Ранее нами были получены значения трансверсального ускорения A<sub>2</sub>, обусловленного влиянием эффекта Ярковского (ЭЯ), для всех астероидов с малыми перигелийными расстояниями [3] путем включения его в число оцениваемых параметров. Следует отметить,

<sup>©</sup> Галушина Т. Ю., Летнер О. Н., 2022

Tat	элица	1.	Число	op	оитальных	резонансов	с	планетами
-----	-------	----	-------	----	-----------	------------	---	-----------

Вид резонанса	Венера	Земля	Mapc	Юпитер	Сатурн
Устойчивый Неустойчивый	3 2	$\begin{array}{c} 0 \\ 13 \end{array}$	$\frac{1}{5}$	$\begin{array}{c} 16 \\ 1 \end{array}$	$2 \\ 0$

что для астероидов с плохо определенной орбитой значение A<sub>2</sub> оказалось неправдоподобно завышено.

Как известно, ЭЯ приводит к изменению величины большой полуоси, поэтому кажется логичным оценить его влияние на резонансные соотношения. С этой целью в данной работе исследована орбитальная эволюция с разными моделями сил – с учетом и без учета влияния ЭЯ. Во всех случаях учитывалось влияние больших планет, Луны, сжатия Солнца и релятивистских эффектов от Солнца. Интервал исследования определялся индивидуально для каждого объекта с точки зрения сохранения приемлемой точности интегрирования.

В качестве примера на рис. 1 показана эволюция резонансных характеристик астероида 2013 YC с учетом и без учета ЭЯ. Видно, что учет ЭЯ приводит к незначительным изменениям в амплитуде колебаний резонансной щели и критического аргумента, но не разрушает устойчивый резонанс. Немного иная ситуация наблюдается в случае неустойчивого резонанса – ЭЯ может приводить к изменению числа проходов через точную соизмеримость. К сожалению, подобные выводы можно сделать только относительно астероидов с хорошо определенными орбитами. Как упоминалось выше, для объектов, наблюдавшихся на небольшой дуге, алгоритм дает завышенные оценки параметра  $A_2$ , что приводит к существенному изменению орбиты и разрушению резонанса.



Рис. 1. Резонансная щель и критический аргумент астероида 2013 YC без учета (a) и с учетом ЭЯ (б)

В данной работе приведены результаты изучения только номинальных орбит астероидов, однако ранее нами было проведено подобное исследование вероятностной орбитальной эволюции астероидов (3200) Phaethon и (137924) 2000 BD19 с аналогичными выводами.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-72-10022).

- [1] Bowell E., Muinonen K., Wasserman L.H. A public-domain asteroid data base // In Asteroids, Comets, Meteors, Kluwer, Dordrecht, Netherlands. — 1994. — P. 477—481.
- [2] Galushina T. Yu., Letner O. N. Modified version of the IDA software and its application to a study of motion of asteroid 2007 PR10 // Astron. Astroph. Trans. 2021. Vol. 32.
- [3] *Сюсина О. М., Галушина Т. Ю.* Определение значения эффекта Ярковского для астероидов с малыми перигелийными расстояниями // Изв. вузов. Физика. 2021. Vol. 64. Р. 151—156.

# ВОЗМОЖНАЯ ЦИКЛИЧНОСТЬ ПЯТЕННОЙ АКТИВНОСТИ НОВОЙ ПЕРЕМЕННОЙ ТИПА W UMA GSC 3599-2569

С. Ю. Горда<sup>1</sup>, Я. Ю. Ватолин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Коуровская астрономическая обсерватория УрФУ <sup>2</sup>Уральский федеральный университет

Представлены данные многолетнего фотометрического мониторинга (2009 - 2021) новой затменной переменной звезды GSC 3599-2569 типа W UMa, открытой в Коуровской обсерватории в 2013 году. На основе 12-летних наблюдений было обнаружено монотонное изменение периода этой системы. Подтвердился обнаруженный ранее эффект циклического изменения внезатменного блеска системы, не связанный с явлением затмений, причиной которого является изменение пятенной активности на поверхности ее компонентов. Найдено новое уточненное значение периода таких циклических изменений общего блеска системы.

## POSSIBLE PERIODIC SPOT ACTIVITY OF THE NEW W UMA-TYPE VARIABLE GSC 3599-2569

#### S. Yu. Gorda<sup>1</sup>, Y. Yu. Vatolin<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Kourovka observatory of Ural Federal University <sup>2</sup>Ural Federal University

We present the results of long-term photometry (2009 - 2021) of the new W UMa-type star GSC 3599-2569 discovered in 2013 at the Kourovka Observatory. We have found a change in the period of this eclipsing system. Based on more extensive observational data, the previously detected cyclical change in the brightness of the system, not associated with eclipses and caused by spot ac- tivity on the surface of the components, was confermed. The length of this period has been specified.

Переменность звезды GSC 3599-2569 ( $21^{h}39^{m}03.^{s}991$ ,  $+50^{\circ}09'36.''83$ , 2000, Gaia EDR3) была открыта в 2013 году в процессе фотометрического мониторинга молодой переменной звезды Ве Хербига V645 Суg, а также исследований по поиску неправильных переменных звезд, расположенных в ближайшей ее окрестности [1]. С мая 2009 по март 2018 наблюдения проводились на телескопе A3T-3 (D = 0.45 m,  $F_{Newton} = 2.0$  m), а с февраля 2019 по апрель 2021гг. - на телескопе системы Риччи-Кретьена AstroSib-500RC (D = 0.5 m, F = 4.0 m) Коуровской обсерватории УрФУ. Использовались ПЗС-камеры: Alta U6 фирмы Apogee с чипом Kodak KAF-1001E (1024 × 1024, 24 мкм) и с 2015 года PL A230 фирмы FLI с чипом E2V CCD230-42 (2048 × 2048, 15 мкм).

Уже после первой серии наблюдений (2009 - 2013гг.) было замечено, что переменность блеска звезды GSC 3599-2569 носит явный периодический характер. После определения значения периода  $P = 0.^{d}4029112 \pm 0.^{d}0000002$  и построения кривых блеска в V и R фильтрах, имеющих почти одинаковые значения глубин минимумов, звезда была классифицирована, как коротко-периодическая затменная переменная система (ТДС) типа W UMa [2]. Одним из главных результатов этой серии наблюдений было обнаружение изменений общего блеска этой звезды с полуамплитудой в несколько сотых звездной величины, не связанных с явлениями затмений и приливными деформациями компонентов. Как оказалось, эти мало-амплитудные изменения общего блеска GSC 3599-2569 носили также циклический характер с периодом порядка 940 дней [2].

<sup>©</sup> Горда С. Ю., Ватолин Я. Ю., 2022

В настоящее время, изменения общего блеска и периода ТДС типа W UMa объясняют изменением магнитного поля конвективных оболочек компонентов ТДС [3]. Магнитная активность на поверхности компонентов проявляется в увеличении или уменьшении числа холодных пятен или более ярких областей, например, факельных площадок на поверхности компонентов, что приводит к небольшим изменениям общей светимости системы.

Как отмечено выше, наблюдения звезды V645 Суд в Коуровской обсерватории продолжались и после 2013 года, вплоть до настоящего времени. В результате было получено большое количество ПЗС-кадров окрестностей этой звезды, на которых присутствует и звезда GSC 3599-2569. Поэтому было продолжено исследование этой звезды. Основная задача состояла в подтверждении наличия и уточнении значения периода внезатменных колебаний общего блеска этой звезды, поскольку на основе первой серии наблюдений значение периода было найдено по наблюдениям, выполненным на временном интервале, сравнимом со значением самого периода.



Рис. 1. Разности *О*-*С* относительно линейной формулы вычисления моментов минимумов (точки); сплошная линия — апроксимационная парабола.

В процессе обработки данных, полученных за все время наблюдений, было обнаружено изменение периода самой затменной переменной звезды GSC 3599-2569. На Рис.1 приведена новая линейная формула вычисления моментов минимумов блеска данной звезды и график изменения разностей O - C. Видно, что изменения значений O - C со временем происходят по кривой, близкой к параболической зависимости, что является следствием изменения периода этой затменно-двойной звезды. О причине изменения периода на таком малом интервале наблюдений звезды пока говорить рано. Это может быть следствием обмена массой компонентами, потери массы звездой или наличия третьего тела в системе. Для вычисления моментов минимумов блеска GSC 3599-2569 была найдена следующая квадратичная зависимость:

 $JD_{\odot}Imin = 2454979.15940 + 0.4029096 \cdot E + 4.5 \cdot 10^{-10} \cdot E^2,$  $\pm 41 \qquad \pm 26 \qquad \pm 2$  где E - соответственно, количество орбитальных циклов GSC 3599-2569, протекшее с момента первого наблюдения данной звезды. Новое значение периода, которым можно пользоваться в настоящее время, немного отличается от приведенного выше первоначально найденного значения и составляет  $P = 0.^{d}4029143 \pm 0.^{d}0000026$ .

После вычисления значений периода GSC 3599-2569 на каждую дату наблюдений, были вычислены фотометрические фазы и построены участки кривых блеска этой затменной системы. Далее, для продолжения исследования изменений внезатменного блеска системы были найдены усредненные за ночь значения разностей блеска ( $\delta m$ ) между полученными из наблюдений участками кривых блеска и соответствующих им участков реперной кривой блеска. Подробно данная процедура описана в статьях [2] и [4].

Проверка на периодичность полученного нами ряда данных проводилась с использованием программы В.П. Горанского WINEFK, реализующей алгоритм Лафлера- Кинмана. Программа показала заметный, но достаточно широкий пик на частоте, соответствующей периоду  $1187^d \simeq 3.26 \pm 0.06$  лет. Поскольку в полученных данных явно прослеживается только один период, с целью его уточнения была произведена аппроксимация данных гармонической функцией синус с изменяющейся амплитудой. Результат аппроксимации данных функцией синус приведен на Рис.2. Здесь следует заметить, что изображенная на рисунке функция синус отражает лишь циклический характер изменений общего блеска системы и его период, но никак не форму изменения внезатменного блеска GSC 3599-2569. Как можно видеть на Рис.2, полученное при аппроксимации значение периода изменений внезатменного блеска системы мало отличается от значения, найденого по програме WINEFK.



Рис. 2. Изменение внезатменного блеска ( $\delta m$ ) GSC 3599-2569 со временем; точки — фильтр V; кружки — фильтр R; пунктирная линия - апроксимационная синусоидальная кривая.

Таким образом, привлечение новых данных, полученных в течение последних 8-ми лет, подтвердило наличие периодических изменений внезатменного блеска тесной двойной системы GSC 3599-2569. Новое значение периода, полученое с использованием данных, распределенных на значительном временном интервале, оказалось несколько больше ранее найденого значения [2]. Данный период соответствует циклу изменения магнитного поля компонентов этой контактной затменно-переменной системы типа W UMa. Увеличение со временем амплитуды изменения внезатменного блеска GSC 3599-2569, по всей видимости, свидетельствует еще об одном, более длительном периоде изменения магнитного поля компонентов системы. Подобные изменения амплитуды 11-летнего цикла наблюдаются, например, на Солнце. Более подробное описание результатов данной работы можно найти в статье [5].

Работа выполнена при финансовой поддержке государства в лице Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема № FEUZ-2020-0030.

- Sobolev A. M., Gorda S. Yu., Davydova O. A. Discovery of irregular variability of five stars in the vicinity of the young stellar object V645 Cygni // Information Bulletin on Variable Stars. - 2013. - Vol. 6061. - P. 1.
- [2] Gorda S. Yu., Lyaptsev A. P., Sobolev A. M. Spot activity of the new WUMa-type variable GSC3599-2569 // Astrophysical Bulletin. − 2015. − Vol. 70, № 1. − P. 109–116.
- [3] Mullan D. J. On the possibility of magnetic starspots on the primary components of W Ursae Majoris type binaries. // Astrophys. J. 1975. Vol. 198. P. 563-573.
- [4] Gorda S. Yu. Cyclical Changes in the Extraeclipse Brightness and the Period of W UMa-TYPE Close Binary System AM Leo // Astronomy Reports. — 2020. — Vol. 64, № 11. — P. 922–935.
- [5] Gorda S., Vatolin Y. Possible Periodic Spot Activity of the New W UMa-type Variable GSC 3599-2569 // Peremennye Zvezdy. - 2021. - Vol. 41, № 5. - P. 1–5.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПАДА ДВОЙНЫХ ТРАНСНЕПТУНОВЫХ ОБЪЕКТОВ

#### В. Д. Гусев<sup>1</sup>, Э. Д. Кузнецов<sup>1</sup>

1 Уральский федеральный университет

Выполнено моделирование распада двойных транснептуновых объектов массой  $10^{-10}$  масс Солнца при отношениях масс компонент: 1:1, 1:2, 1:10 без учета приливных эффектов. По результатам численных экспериментов, представлены наиболее вероятные сценарии распада при различных отношениях масс компонент. Получены оценки относительных расстояний и скоростей компонентов, соответствующие моменту формирования пары транснептуновых объектов на близких орбитах.

## MODELING THE DISINTEGRATION OF BINARY TRANS-NEPTUNIAN OBJECTS

# V. D. $Gusev^1$ , E. D. $Kuznetsov^1$

<sup>1</sup>Ural Federal University

We simulated the disintegration of binary trans-Neptunian objects with a mass of  $10^{-10}$  solar masses at the component mass ratios: 1:1, 1:2, 1:10 without taking into account tidal effects. Based on the results of numerical simulations, the most probable disintegration scenarios for various component mass ratios are presented. Estimates of the relative distances and velocities of the components corresponding to the moment of formation of a pair of trans-Neptunian objects in close orbits are obtained.

# Введение

Поиск пар транснептуновых объектов (THO) на близких орбитах показал, что такие пары принадлежат к динамически холодному населению классического пояса Койпера [1]. В этой области складываются благоприятные условия для сохранения тесных двойных систем THO [2], в то же время широкие двойные системы THO распадаются в результате сближений с другими объектами [3]. Таким образом, распад двойных THO является одним из механизмов формирования пар THO на близких орбитах. В настоящей работе исследуются условия распада двойных THO с целью определения начальных условий, соответствующих формированию пары THO.

# Методика исследования

Динамическая эволюция двойного THO, движущегося по гелиоцентрической орбите, моделировалась в пакете NBI [4] с помощью симплектического интегратора на основе отображения типа Уиздома–Холмана для иерархических систем N-тел. Компоненты двойного THO принимались материальными точками без учета приливного взаимодействия. Критерием распада двойного THO являлось изменение полной энергии системы с отрицательной на положительную. В момент распада двойного THO для формирования критериев образования пары THO на близких орбитах фиксировались: 1) расстояние между THO d в

<sup>©</sup> Гусев В. Д., Кузнецов Э. Д., 2022

единицах радиуса сферы Хилла  $R_H$ , 2) относительная скорость ТНО в единицах второй космической скорости  $v_2$ , 3) значение метрики Холшевникова  $\rho_2$  [5] между орбитами ТНО.

При моделировании распада двойного ТНО учитывалось притяжение Солнца и возмущения от больших планет Солнечной системы и Плутона. Масса исследуемых систем —  $10^{-10}$  масс Солнца. Отношение масс компонент исследуемых систем: 1:1, 1:2 и 1:10. Взаимная орбита ТНО в двойной системы — прямая. Гелиоцентрическая орбита первичной компоненты — более массивной компоненты двойного ТНО — полагалась круговой с большой полуосью 43 а. е. и лежащей в инвариантной плоскости, движение прямое.

Для каждого отношения масс компонент THO было рассмотрено 864 варианта с различными начальными условиями. Относительная орбита второй компоненты полагалась круговой. Начальное значение большой полуоси принималось равным 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0  $R_H$ . Для каждого начального значения большой полуоси задавалось 12 начальных положений первичной компоненты на гелиоцентрической орбите с шагом 30°. Затем, для каждого начального положения первичной компоненты — 12 начальных положений вторичной компоненты на относительной орбите с шагом 30°. Интервал интегрирования составил 100 000 суток, что позволило зафиксировать распад части двойных THO.

# Результаты

Для отношений масс компонент 1:1, 1:2 и 1:10 было зафиксировано 230, 426 и 696 распадов двойных ТНО, соответственно. На рис. 1 и 2 представлены гистограммы доли распадов для различных отношений масс компонент ТНО в зависимости от расстояния между компонентами d и метрики Холшевникова  $\varrho_2$ , соответствующих распаду. Среднее значение расстояний между компонентами d для системы с отношением масс 1:1 равно  $1.6 \pm 0.3 R_H$ , для отношения  $1:2 - 1.6 \pm 0.3 R_H$ , для отношения  $1:10 - 1.5 \pm 0.3 R_H$ , среднее значение расстояния d по всем соотношениям масс  $- 1.6 \pm 0.3 R_H$ . Среднее значение орбитальной метрики  $\varrho_2$  для системы с отношением масс 1:1 равно  $96 \pm 11 \text{ км}^{1/2}$ , для отношения  $1:2 - 99 \pm 18 \text{ км}^{1/2}$ , для отношения  $1:10 - 107 \pm 23 \text{ км}^{1/2}$ , среднее значение по всем соотношениям масс  $- 102 \pm 20 \text{ км}^{1/2}$ . В моменты распада скорость второй компоненты относительной первичной примерно равна второй космической скорости. Эксцентриситет относительной орбиты немного превышает единицу.

На рис. З представлены орбитальная метрика  $\rho_2$  и расстояние между компонентами dв моменты распада двойного ТНО при различных отношениях масс. Было получено уравнение (1), задающее кривую, ограничивающую сверху значения  $\rho_2$  и d, соответствующие распаду двойного ТНО (красная линия на рис. 3).

$$\varrho_2 = \begin{cases}
-50 \cdot d + 205, & 1.1R_H \le d < 1.9R_H, \\
-175 \cdot d + 442.5, & 1.9R_H \le d < 2.1R_H.
\end{cases}$$
(1)

# Обсуждение результатов и заключение

Результаты данной работы позволяют получить критерии сближения THO, соответствующие формированию пары в результате распада двойного THO. Эти критерии будут использоваться при моделировании динамической эволюции THO на близких орбитах с целью оценки их возраста.

Средние значения расстояния между компонентами d и орбитальной метрики  $\varrho_2$  в моменты распада систем для различных отношений масс компонент отличаются незначительно. Можно предложить два варианта выбора критерия близости ТНО и их орбит, соответствующего моменту распада двойного ТНО. Если ориентироваться на средние значения


Рис. 1. Доля распадов двойных THO с различными соотношениями масс в зависимости от расстояния между компонентами d



Рис. 2. Доля распадов двойных ТНО с различными соотношениями масс в зависимости от орбитальной метрики  $\rho_2$ 

расстояния d и метрики  $\varrho_2$ , то в качестве критерия можно выбрать условие:  $d \leq 1.6 R_H$ ,  $\varrho_2 \leq 100 \text{ км}^{1/2}$ . Более детальный критерий дается выражением (1). Какой именно критерий использовать при моделировании, будет зависеть от точности определения физических параметров THO. Например, вследствие неопределенности значений альбедо и плотности THO, оценки радиуса сферы Хилла  $R_H$  могут различаться минимум в 2 – 3 раза.

В дальнейшем планируется исследовать точность моделирования динамической эволюции ТНО на близких орбитах в зависимости от интервала интегрирования. Сравнение точности моделирования с критериями сближений ТНО в момент формирования пары, позволит ограничить интервал времени, на котором можно ставить задачу определения возраста пары ТНО на близких орбитах.



Рис. 3. Орбитальная метрика  $\rho_2$  и расстояние между компонентами d в моменты распада двойного ТНО при различных значениях масс. Красная кривая соответствует уравнению (1).

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2020-0038.

- Kuznetsov E. D., Al-Shiblawi O. M., Gusev V. D., Ustinov D. S. Pairs of Trans-Neptunian Objects with Close Orbits // 52nd Lunar and Planetary Science Conference : Lunar and Planetary Science Conference. - 2021. - P. 1859.
- [2] Nesvorný David, Vokrouhlický David. Binary survival in the outer solar system // Icarus. 2019. — Vol. 331. — P. 49–61. 1905.02282.
- [3] Campbell H. Stability and Formation of Ultra-Wide Kuiper Belt Binaries // AAS/Division of Dynamical Astronomy Meeting : AAS/Division of Dynamical Astronomy Meeting. - 2021. -Vol. 53. - P. 501.04.
- [4] Varadi F., Ghil M., Kaula W. M. Mass-Weighted Symplectic Forms for the N-Body Problem // Celest. Mech. Dyn. Astr. - 1998. - Vol. 72, № 3. - P. 187-199.
- [5] Kholshevnikov K. V., Kokhirova G. I., Babadzhanov P. B., Khamroev U. H. Metrics in the space of orbits and their application to searching for celestial objects of common origin // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2016. - Vol. 462, № 2. - P. 2275-2283.

## КИНЕМАТИКА ПЛАНЕТНОЙ СИСТЕМЫ ВБЛИЗИ СВЕРХМАССИВНОЙ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ

Г. Н. Дремова<sup>1</sup>, В. В. Дремов<sup>1</sup>, А. В. Тутуков<sup>2</sup> <sup>1</sup>Российский Федеральный Ядерный Центр,

<sup>2</sup>Институт Астрономии РАН

В работе моделируется динамический захват планетной системы в окрестность Сверхмассивной Черной Дыры (СМЧД) с целью изучения спектра скоростей рассеяния малых космических тел в зависимости от начальной конфигурации, вариации угла между околозвездной и «околодырной» орбитальными плоскостями и перицентрического сближения. Обсуждается актуальность данной задачи в связи с высокой наблюдаемой частотой приливных разрушений звезд и проблемой образования свободных межзвездных планет, включая класс сверхскоростных.

## KINEMATICS OF A PLANETARY SYSTEM NEAR A SUPERMASSIVE BLACK HOLE

G. N. Dryomova<sup>1</sup>, V. V. Dryomov<sup>1</sup>, A. V. Tutukov<sup>2</sup> <sup>1</sup>Russian Federal Nuclear Center, <sup>2</sup>Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences

We simulate the dynamic capture of a planetary system in the vicinity of a Supermassive Black Hole in order to study the spectrum of scattering velocities of small space bodies depending on the initial configuration, variations in the angle between the near-stellar and "near-hole" orbital planes and pericentric distance. The relevance of this problem is discussed in connection with the high observed frequency of tidal destruction of stars and the problem of the formation of free interstellar planets, including high-velocity class.

# Введение

В начале 70-х XX века Линден-Белл и Рис [1] высказали предположение, что не только активные ядра галактик населены СМЧД, но и "молчащие" центры других галактик подобно нашей. Проявления аккреционной активности СМЧД в ядрах галактик многообразны и служат сегодня предметом активной и всесторонней исследовательской работы. Явления такого рода были предложены впервые Докучаевым и Озерным [2] для объяснения активизации аккреции газа квазарами. Существующая на сегодня оценка возможной частоты таких событий приводит к величине  $10^{-6}/(\text{год}\cdot\text{Мпк}^3)$  или около  $10^{-3}$  в год в пересчете на галактику с массой, сравнимой с массой нашей Галактики [3].

С другой стороны, еще в 1987 году Тутуков [4] на основе статистических распределений по угловому моменту одиночных и кратных звезд спрогнозировал, что каждая третья звезда должна иметь планетную систему, что с «запасом» подтверждается многочисленными современными наблюдениями — все звезды проходят стадию протопланетного диска [5, 6]. Согласно архиву NASA [7] число подтвержденных на январь 2022 года экзопланет в Галактике — 4884. Таким образом, высокая распространенность планет и СМЧД делает актуальной задачу моделирования их потенциальной встречи и изучения кинематических особенностей малых тел, испытавших гравитационное рассеяние в окрестности СМЧД.

<sup>©</sup> Дремова Г. Н., Дремов В. В., Тутуков А. В., 2022

# Постановка задачи

Задача сближения планетной системы с СМЧД ( $M_{BH} = 10^6 M_{\odot}$ ) решалась методом прямого численного моделирования с использованием алгоритма скоростной формулировки Верлета и Вейса [8], обеспечивающей сохранение всех интегралов движения. Планетная система задавалась упрощенно: родительская звезда ("Coлнце"), планета-гигант ("Юпитер") и центрированный по его орбите тор, равномерно случайно заполненный малыми космическими телами ( $N = 10^4$ ) как астероиды, кометы и карликовые планеты (АКП). Такой характер заполнения является следствием разыгрывания отклонений начальных скоростей от Кеплеровской орбитальной скорости, не превышающих 10 % [9], чтобы толщина тора в перпендикулярном плоскости орбиты направлении была бы сравнима с его толщиной в плоскости орбиты. В предположении, что АКП не взаимодействуют друг с другом, N раз решалась задача четырех тел: СМЧД, звезда, планета-гигант и АКП. Интегрирование движения производилось с адаптивным шагом, выбираемым из условия минимума отношения расстояния между объектами в шести возможных парах (АКП-СМЧД, АКП-звезда, АКП-"Юпитер", СМЧД-звезда, СМЧД-"Юпитер" и звезда-"Юпитер") ко второй космической скорости менее массивного объекта из пары.

В расчетах учитывались ограничения на приливные разрушения звезды, планетыгиганта и АКП в поле СМЧД. Из равенства второй космической скорости на поверхности Солнца ( $g_{\odot} \approx 274 \text{ м/}c^2$ ) и приливного ускорения СМЧД оценка приливного радиуса  $r_t \sim 125 R_{\odot}$  оказывается близкой и для планеты-гиганта  $\sim 130 R_{\odot}$ . Учитывая эффект приливного "туннелирования" [10], выбрано ограничение  $3/4 \cdot r_t \sim 85 R_{\odot}$ . Для АКП приливный радиус оценивается из анализа механической прочности вещества астероида, уравновешенной действием приливных сил СМЧД. Согласно [11] предельное напряжение на разрыв метеоритного вещества:  $P_{cri} \sim 50 - 100 \text{ МПа}$ , что сравнимо с действием приливных сил на  $r_t \sim 10.6 R_{\odot}$ , когда АКП будет разорван приливным полем СМЧД. Оценки прочности АКП в гравитационном поле звезды и планеты-гиганта дают ограничение на предельное сближение  $0.106 R_{\odot}$  и  $0.0106 R_{\odot}$ , соответственно, — АКП будет скорее "проглочен", чем разрушен.

План расчетов: планетная система в начальный момент задается в двух конфигурациях — сизигийной (СМЧД, звезда и планета-гигант заданы вдоль *y*-оси) и квадратурной (СМЧД задается на *z*-оси, звезда и планета-гигант — как прежде). Каждая конфигурация рассчитывается в четырех вариантах с варьированием направления орбитальной скорости (вдоль осей х и z для сизигийной и вдоль осей х и y для квадратурной) и варьированием перицентрического сближения  $100R_{\odot}$  и 50  $R_{\odot}$ . Таким образом, проведено 8 расчетов, результаты которых обсуждаются в следующем разделе.

## Результаты моделирования

На Рис.1 представлена орбитальная последовательность положений планетной системы при ее сближении с СМЧД на  $r_p = 100R_{\odot}$ . Верхний ряд графиков соответствует сизигийной начальной конфигурации, нижний ряд — квадратурной. Звезда, планета-гигант и СМЧД обозначены кружками желтого, оранжевого и фиолетового цветов, соответственно, АКП-тор — зеленым. Действие приливных сил заметно по деформации АКП-эллипсов (графики первого столбца), вытягивающихся к СМЧД: первый эллипс соответствует t = 0(в апоцентре ~ 50a.e.), второй и третий эллипсы соответствуют t = 8.3 и 16.7 дня. Последовательное прохождение перицентра планетой-гигантом и звездой приводит к тому, что изначально сизигийная конфигурация в перицентре оказывается квадратурной, и наоборот. Это объясняет различие в статистике сверхскоростных АКП,  $N_{HVA}$  (Таблица 1).

Второй столбец графиков Рис.1 иллюстрирует момент прохождения звездой перицентра

(t = 20.83 дня). Хорошо видно, как стягиваются орбиты АКП объектов к звезде в области перицентра: радиус околосолнечной орбиты попавших в перицентр АКП сокращается в десять раз (с начального радиуса орбиты  $\approx 5.2$  а.е. до  $\sim 0.5$  а.е.).

На графиках в третьем столбце (финальные конфигурации после прохождения перицентра СМЧД) обращает на себя внимание разрыв тора вокруг "Юпитера", расчищающего трассу от АКП. Кроме того, на нижнем графике видно два симметричных "АКП-фонтана", бьющих из областей околозвездного тора, оказавшихся в непосредственной близости от звезды во время прохождения перицентра. Напомним, что начальная квадратурная конфигурация в перицентре трансформируется в сизигийную, суммарный приливный эффект в которой способствует эффективному рассеянию АКП-объектов, объясняющему происхождение "фонтанов" и более заметную статистику сверхскоростных АКП (Таблица 1) со скоростью выше 750 км/с согласно [12].



Рис. 1. Орбитальная последовательность планетной системы. Описание графиков в тексте статьи

Для выяснения статуса АКП-объекта после прохождения перицентра рассчитывалась его полная энергия и анализировалось ее изменение по сравнению с апоцентром, что позволило определить АКП-статистики (Таблица 1) и рассчитать спектры скоростей (Puc.2).



Рис. 2. Спектры скоростей рассеяния АКП объектов в поле СМЧД (в log-масштабе): а)  $r_p = 100R_{\odot}$ , сизиг. b)  $r_p = 100R_{\odot}$ , квадратур. c)  $r_p = 50R_{\odot}$ , сизиг. d)  $r_p = 50R_{\odot}$ , квадратур

## Заключение

Наблюдаемая вспышечная активность ядер галактик, населенных СМЧД, делает сценарий динамического захвата планетной системы привлекательным в плане иллюстрации действия СМЧД как эффективного "ускорителя" АКП — генератора свободных планет. Ускоренные АКП заполняют объемы галактик и их скоплений, Вселенную. Их плотность в пространстве мала, такие объекты еще предстоит обнаружить. Таблица 1. АКП-статистики после прохождения перицентра: связанные  $N_{\Delta E<0},$  приливно разрушенные  $N_{tide},$  свободные  $N_{\Delta E>0},$  свободные сверхскоростные  $N_{HVA}$ 

$r_p$ ,	начальная	"околодырная"	$N_{\Delta E < 0}$	$N_{tide}$	$N_{\Delta E > 0}$	$N_{HVA}$
$R_{\odot}$	конфигурация	плоскость				
	сизиг.	(y,x)	4720	20	5260	3
	сизиг.	(y,z)	4678	21	5301	8
100	квадр.	(z,x)	2690	25	7285	37
	квадр.	(z,y)	2970	28	7002	45
	сизиг.	(y,x)	4717	21	5262	1
	сизиг.	(y,z)	4748	21	5231	6
50	квадр.	(z,x)	1259	28	8713	49
	квадр.	(z,y)	1398	30	8572	77

- [1] Lynden-Bell D., Rees M. On quasars, dust and the galactic centre // Mon. Not. R. Astron. Soc. -1971. Vol. 152. P. 461-475.
- [2] Dokuchaev V. I., Ozernoi L. M. Tidal disruption of stars and evolution of a massive black hole under the conditions of the galactic center // Soviet Astronomy Letters. — 1977. — Vol. 3. — P. 209—211.
- [3] van Velzen S. On the mass and luminosity functions of tidal disruption flares: rate suppression due to Black Hole event horizons // Astrophys. J. 2018. Vol. 852. P. 72-85.
- [4] Tutukov A. V. Stars and Planetary Systems // Soviet Astronomy. 1987. Vol. 31. P. 663—665.
- [5] Marov M. Y., Shevchenko I. I. Exoplanets: nature and models // Physics-Uspekhi. 2020. – Vol. 63, № 9. – P. 837–871.
- [6] Dai Y-Zh., Liu H.-G., An D-Sh., Zhou J-L. Planet occurrence rate correlated to stellar dynamical history: evidence from Kepler and Gaia // Astron. J. - 2021. - Vol. 162. -P. 46-68.
- [7] https://exoplanets.nasa.gov.
- [8] Verlet L., Weis J. J. Equilibrium Theory of Simple Liquids // Phys. Rev. 1972. Vol. 5. P. 939-952.
- [9] Dremova G. N., Dremov V. V., Tutukov A. V. Generation of unbound comets and planets by planetary systems // Astron. Report. - 2020. - Vol. 64. - P. 936-949.
- [10] Dryomova G. N., Dryomov V. V., Tutukov A. V. Survival probability for a hypervelocity star in close neighborhood of a supermassive black hole // Baltic Astronomy. — 2015. — Vol. 24. — P. 1–8.
- [11] Flynn G., Consolmagno G., Brown P., Macke R. Physical properties of the stone meteorites: Implications for the properties of their parent bodies // Geochemistry. - 2018. - Vol. 78. -P. 269-298.
- [12] Wu X., Famaey B., Perets H., Zhaoe H. Milky Way potentials in cold dark matter and MOdified Newtonian Dynamics. Is the Large Magellanic Cloud on a bound orbit? // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2008. - Vol. 386. - P. 2199-298.

# ОСОБЕННОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МЕЛКИХ МЕТЕОРНЫХ ТЕЛ

# В. В. Ефремов<sup>1,2</sup>, О. П. Попова<sup>1</sup>, Д. О. Глазачев<sup>1</sup>, А. Маргонис<sup>3</sup>, Ю. Оберст<sup>3,4</sup>, А. П. Карташова<sup>5</sup>

<sup>1</sup>Институт динамики геосфер им. М.А. Садовского РАН, <sup>2</sup>Московский Физико-Технический Институт, <sup>3</sup>Technische Universitat Berlin, Institute of Geodesy and Geoinformation Science, <sup>4</sup>German Aerospace Center (DLR), Institute of Planetary Research, <sup>5</sup>Институт астрономии РАН

Модель взаимодеи?ствия мелких метеорных тел с атмосферои Земли, использующая давление насыщенного пара вещества метеороида, была использована для анализа кривых блеска метеоров, что позволило оценить параметры метеороидов. Был разработан автоматизированныи? метод оценки параметров метеорного тела. Проанализировано влияния неопределенности в зависимости давления насыщенного пара от температуры на параметры метеорного тела, обсуждаются ограничения и особенности модели.

## ASPECTS OF SMALL-SIZE METEOR PARAMETERS DETERMINATION

V. V. Efremov<sup>1,2</sup>, O. P. Popova<sup>1</sup>, D. O. Glazachev<sup>1</sup>, A. Margonis<sup>3</sup>, J. Oberst<sup>3</sup>, A. P. Kartashova<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics RAS, <sup>2</sup>Moscow Physical-Technical Institute, <sup>3</sup>Technische Universitat Berlin, Institute of Geodesy and Geoinformation Science, <sup>4</sup>German Aerospace Center (DLR), Institute of Planetary Research, <sup>5</sup>Institute of astronomy RAS

A model of the interaction of small meteoroid bodies with the Earth's atmosphere, using the saturated vapor pressure of the meteoroid, was applied to analyze the light curves of meteors, making it possible to estimate the parameters of meteoroids. An automated method for estimating meteoroid body parameters was developed. The effect of uncertainty in the dependence of the saturated vapor pressure on the meteoroid body parameters is analyzed, the limitations and features of the model are discussed.

# Введение

Метеорные тела, наряду с астероидами и кометами, несут важную информацию о нашеи? Солнечнои? системе. Большинство метеорных тел не достигают поверхности Земли, поэтому их свои?ства приходится определять по косвенным признакам. Основнои? способ получения информации о свои?ствах метеорных тел - изучение их взаимодеи?ствия с атмосферой.

Метеоры являются источником различных металлов и кремния в верхних слоях атмосферы, которые образуют слои нейтральных атомов металлов (Na, Fe, Ca и т.д.) на высотах 80-105 км, влияют на образование спорадических Е-слоев на высотах 90-140 км [1], участвуют в возникновении серебристых облаков и полярных стратосферных эхо [2].

Несмотря на длительную историю изучения метеорных явлении?, проблема точного определения массы, плотности и свои?стввещества метеороида по наблюдательным данным остается до конца нерешеннои? [3]. Детали взаимодеи?ствия метеорных частиц с атмосферои? известны плохо, поэтому их характеристики определяются с большими погрешностями.

<sup>©</sup> Ефремов В. В., Попова О. П. , Глазачев Д. О. , Маргонис А. , Оберст Ю. , Карташова А. П., 2022

# Модель абляции

В данной работе для оценки параметров метеорных тел (массы, плотности и др.) по наблюдательным данным используется модель абляции, где набегающий поток расходуется на излучение, нагрев и испарение метеорного тела [4, 5]. Для определения параметров метеорных тел требуется подобрать такие начальные данные, которые позволят воссоздать наблюдения путем решения системы дифференциальных уравнении?, описывающих высоту, скорость, массу и светимость в зависимости от времени.

В рассматриваемой модели абляции потеря массы определяется через давление насыщенного пара вещества метеороида. Одним из основных компонентов метеорного вещества являются силикаты, в том числе оливин. Поэтому в данной работе использовалась зависимость для оливина. Следует отметить, что разные авторы предлагают заметно различающиеся зависимости для одного и того же вещества, что влияет на определение параметров метеороидов [5]. В работе [5] показано, что разброс для зависимостей давления насыщенного пара от температуры у разных авторов превышает разброс между зависимостями для форстерита и фаялита (двумя предельными состояниями изоморфного ряда оливина). Оливин является не единственным силикатом в составе минеральной компоненты кометного ядра, не меньшую распространенность могут иметь и другие минералы, но в данной работе мы предполагаем оливиновый состав.

Применяемая система уравнений использует различные предположения: коэффициент теплопередачи постоянен по траектории и равен значению для сферы в свободно молекулярном режиме  $c_h = 1$ ; эффективность высвета ( $\tau$ ) также постоянна и составляет от 1 до 5 % [3]. Теплота абляции и атомная масса определяются веществом, которое выбирается при задании зависимости давления насыщенного пара от температуры. Метеороид имеет сферическую форму.

Для построения автоматизированного метода оценки параметров метеорного тела, необходимо сформулировать задачу минимизации функции отклонения модельного решения от наблюдаемых данных, то есть определить невязку. Были рассмотрены различные невязки [5], и проанализировано их влияние на определяемые параметры метеороидов.

# Результаты поиска параметров метеорного тела

Описанная модель абляции использовалась для моделирования 11 метеоров, скорость, угол входа и абсолютная звездная величина которых приведены в Таблице 1. Данная модель описывает процесс абляции мелких метеорных тел [6, 7], поэтому для анализа были выбраны метеоры не ярче -2 звездной величины. Более подробно модель и наблюдательные данные описаны в работе [5].

Для определения параметров метеороидов использовались только кривые блеска, кривые торможения детально не регистрировались, но контролировалось отсутствие значительного торможения (потеря не больше 10% от начальной скорости). Также следует отметить, что мы не учитывали фрагментацию в нашей модели, хотя ее роль может быть заметной.

Оценка массы метеорного тела мало зависит от выбора функции невязки (отклонение от среднего не превышает 15%), радиус также слабо зависит от функции невязки (отклонение от среднего не более 20%). В то же время, разброс по плотности достигает двух раз.

Зависимость давления насыщенных паров от температуры незначительно влияет на оценку массы (отклонение от среднего значения составляет не более 10%), более выраженный эффект наблюдается при оценке радиуса (отклонение составляет не более 35%). Разброс плотности может превышать пять раз. Зависимость давления паров от температуры существенно влияет на форму кривой блеска, качество ее подгонки и оценку плотности.

Масса метеороида часто определяется на основе эмпирических соотношений, использующих максимальную яркость метеора, скорость и угол входа (Jacchia et al. (1967); Verniani (1965); Jenniskens (2006); Vida et al. (2018)). Оценки массы, основанные на этих соотношениях, приведены в таблице 1 вместе с результатами моделирования рассматриваемых метеоров. Эти оценки демонстрируют большую неопределенность в определении массы - более чем на порядок, что является давней проблемой метеорных исследований. Полученные нами оценки массы наиболее близки к соотношению из [6] (разница до 10 раз для эффективности высвета 5% и до 2 раз при 1%). При изменении эффективности высвета с 5 до 1% масса в среднем растет в 5.4 раза, плотность в среднем падает в 2.1 раза, а размер увеличивается в 2.2 раза.

Все рассмотренные метеороиды являются метеорами потока Персеиды, их скорости близки друг к другу. Применение модели абляции согласуется с известной корреляцией между яркостью метеора и массой метеороида, чем меньше максимальная яркость, тем меньше полученная масса метеороида.

Как уже упоминалось выше, фрагментация не включена в нашу модель, хотя может влиять на кривую блеска и оценки параметров метеороидов. Для грубой оценки влияния фрагментации на кривую блеска был предложен F-параметр [8], параметр симметрии кривой блеска, который определяется как отношение односторонней ширины кривой блеска на  $1^m$  ниже пика к общей ширине на этом уровне.

Выбранная модель лучше описывает метеороиды, для которых F — параметр превышает значение  $F \sim 0.4$ —0.5. Для метеороидов с высокоим значением F параметра влияние фрагментации минимально, оценка параметров метеороида слабо зависит от выбранно функции невязки. Для метеоров с меньшими значениями F по видимому требуется учитывать фрагментацию.

Плотность метеороидов в рамках нашей модели определяется с большой погрешностью, ошибка ее определения может достигать нескольких раз для одного и того же метеора при использовании разных невязок и разных давлений паров. Средняя плотность по всем метеорам составляет 362±237 кг/м<sup>3</sup>, для отдельных метеоров разброс средних плотностей составляет от 114±99 до 640±500 кг/м<sup>3</sup>. Наши оценки плотности метеороидов потока Персеиды оказываются ниже или сравнимы с оценками других авторов, полученными в результате анализа наблюдательных данных в рамках различных моделей, и попадают в диапазон известных плотностей комет.

## Заключение

Применение модели абляции к наблюдательным данным для 11 метеоров потока Персеиды позволило оценить массы, размеры и плотности метеороидов. Оценки масс не очень сильно зависят от используемого давления насыщенного пара и вида невязки и близки к наименьшим из эмпирических оценок по максимальной яркости. Выбор зависимости для давления насыщенного пара сильно влияет на форму кривой блеска, качество ее приближения и оценку плотности. Плотность метеороидов определяется с большой погрешностью. Выбранная модель лучше описывает метеороиды, для которых  $F \geq 0.4$ -0.5.

## Библиографические ссылки

 Plane John MC. Cosmic dust in the earth's atmosphere // Chemical Society Reviews. -2012. - Vol. 41, № 19. - P. 6507-6518.

- [2] Kalashnikova O, Horanyi M, Thomas GE, Toon OB. Meteoric smoke production in the atmosphere // Geophysical research letters. 2000. Vol. 27, № 20. P. 3293-3296.
- [3] Subasinghe Dilini, Campbell-Brown Margaret, Stokan Edward. Luminous efficiency estimates of meteors-I. Uncertainty analysis // Planetary and Space Science. 2017. – Vol. 143. – P. 71–77.
- [4] Lebedinets VN. Dust in the upper atmosphere and in space. Meteors. Leningrad Gidrometeoizdat, 1980. — P. 272.
- [5] Efremov V., Popova Glazachev D. Margonis A. Oberst J. Kartashova A., O. Small Meteor Ablation Model: Applying toPerseid Observations // Contributions of the Astronomical Observatory Skalnate Pleso. - 2021. - Vol. Submitted.
- [6] Vida Denis, Brown Peter G, Campbell-Brown Margaret. Modelling the measurement accuracy of pre-atmosphere velocities of meteoroids // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2018. — Vol. 479, № 4. — P. 4307–4319.
- [7] Armitage T, Campbell-Brown M. Constraining the grain mass distribution of small meteoroids using high resolution data // Planetary and Space Science. - 2020. - Vol. 186. -P. 104915.
- [8] Fleming D.E.B., Hawkes R.L., Jones J. Light curves of faint television meteors // Meteoroids and their Parent Bodies / ed. by J. Stohl, I.P. Williams. — 1993. — Astronomical Institute SAS: Bratislava, pp. 261–264.
- [9] Costa Gustavo CC, Jacobson Nathan S, Fegley Jr Bruce. Vaporization and thermodynamics of forsterite-rich olivine and some implications for silicate atmospheres of hot rocky exoplanets // Icarus. - 2017. - Vol. 289. - P. 42-55.
- [10] Jacchia Luigi, Verniani Franco, Briggs Robert E. An analysis of the atmospheric trajectories of 413 precisely reduced photographic meteors // Smithsonian Contributions to Astrophysics. — 1967. — Vol. 10. — P. 1–139.
- [11] Verniani Franco. On the luminous efficiency of meteors // Smithsonian Contributions to Astrophysics. - 1965. - Vol. 8, № 5. - P. 141-171.
- [12] Jenniskens Peter. Meteor showers and their parent comets. Cambridge, Cambridge University Press, 2006. P. 790.

ъфе	метеор	V	$\gamma$	$M_v$	Масса, 10 <sup>-5</sup> кг				F		
bek					Ja1967	Ve1965	Je2006	Vi2018	Мод-ни е $\tau=5~\%$	Мод-ние $\tau=1~\%$	
TT	20160811 184336	60.7	12.8	-1.14	14.27	39.35	110.90	11.30	$1.73 \pm 0.17$	$8.76 {\pm} 0.95$	0.38
вно	$20160811\ 221139$	58.3	32.1	-1.30	10.91	37.26	105.02	8.29	$1.14{\pm}~0.13$	$5.4{\pm}0.62$	0.44
CTF	$20160811 \ 200532$	61.3	17.0	-0.91	9.01	27.29	76.92	7.56	$0.97{\pm}~0.12$	$4.82{\pm}0.67$	0.25
屛	$20160811 \ 202351$	60.7	21.4	-0.73	6.74	21.97	61.920	5.92	$0.99 {\pm}~0.08$	$4.93{\pm}0.51$	0.23
LCB	$20160811 \ 190504$	66.2	14.8	-0.78	6.42	18.94	53.39	5.57	$0.93{\pm}~0.10$	$4.72 {\pm} 0.57$	0.18
era	$20160811 \ 205252$	59.4	21.5	-0.18	4.18	14.37	40.49	4.22	$0.51{\pm}~0.03$	$2.56{\pm}0.17$	0.23
	$20160811 \ 190233$	66.8	13.3	0.55	1.73	5.61	15.82	2.10	$0.19 {\pm}~0.03$	$0.97{\pm}0.16$	0.45
	$20160811 \ 205351$	59.4	22.0	-0.18	4.18	14.37	40.49	4.22	$0.46 \pm \ 0.04$	$2.31{\pm}0.25$	0.16
	$20160811 \ 202522$	60.4	19.0	-0.05	3.67	12.43	35.04	3.83	$0.42{\pm}~0.03$	$2.10{\pm}0.15$	0.44
	$20160811 \ 205505$	60.5	22.0	0.12	2.81	10.02	28.23	3.06	$0.39 \pm \ 0.02$	$1.78 {\pm} 0.39$	0.31
	$20160811 \ 205716$	63.5	24.0	0.64	1.30	4.97	14.00	1.62	$0.15{\pm}~0.05$	$0.80{\pm}0.09$	0.53

ΨΨ

#### О РАСПРЕДЕЛЕНИИ МЕТЕОРНЫХ ЧАСТИЦ ПО МАССЕ

Р. В. Золотарёв<sup>1,2</sup>, Б. М. Шустов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт астрономии РАН, <sup>2</sup>Южный федеральный университет

Согласно данным наблюдений, индекс массы для метеорных тел наблюдаемых спорадически близок к 2, в то время как во время метеорных дождей индекс массы в распределении наблюдаемых частиц может быть заметно меньше 2. В работе исследуется вопрос о причинах этого различия. Проведя моделирование, мы полагаем, что значение индекса  $s \approx 2$  отражает случайный характер образования твердых частиц, высвобождаемых в виде потоков метеороидов во время распада комет, а отклонение индекса от 2 связано с изменениями в структуре потока, происходящими в процессе динамической эволюции.

#### ON THE MASS DISTRIBUTION OF METEOR PARTICLES

R. V. Zolotarev<sup>1,2</sup>, B. M. Shustov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, <sup>2</sup>Southern Federal University

According to observational data, mass index is close to 2 for sporadic meteors whereas during meteor showers mass index is appreciably less than 2. In this work the reasons of this discrepancy are investigated. Having performed a modeling, we think that value of index  $s \approx 2$  is provided by random fragmentation process taking place during meteoroid stream formation, and deviation of mass index from 2 is provided by transformations of stream structure during dynamical evolution.

# Введение

Если метеороид (метеорное тело) входит в атмосферу, то вызывает явление метеора, либо болида (для наиболее массивных тел). Следуя рекомендации МАС, метеороидом называется твердый природный объект размером примерно от 30 микрометров до 1 метра, движущийся в межпланетном пространстве или приходящий из него. В наблюдениях распределение метеороидов по массе принято описывать степенным законом  $dN = C \cdot m^{-s} dm$ , где dN – число частиц, массы которых лежат в интервале [m, m + dm], s – индекс массы (дифференциальный), С – константа нормировки. Индекс массы метеороидов важная характеристика, т.к. она позволяет изучать свойства распределения. Чем больше индекс массы, тем больше массы сосредоточено в мелких частицах. В частности, согласно результатам наблюдений выполненных различными авторами  $[1, 2] s \approx 2$  в случае спорадических метеоров (что соответствует общему спектру масс мелких твёрдых частиц в Солнечной системе), в то время как для метеорных потоков s < 2 в пике (обычно 1.5-1.8). Естественно задаться вопросом о причинах такого различия, а также о том, как вообще формируется наблюдаемый спектр масс. Для ответа на эти вопросы необходима модель, учитывающая различные факторы, влияющие на образование и эволюцию метеороидных потоков, но главное – включающая в рассмотрение частицы различных масс.

<sup>©</sup> Золотарёв Р. В., Шустов Б. М., 2022

# Формирование метеороидных потоков

Согласно сложившимся представлениям, большинство метеороидных потоков образуется в результате постепенного или катастрофического распада комет. Происхождение некоторой (меньшей) части метеороидных потоков объясняется столкновениями астероидов. В данной работе рассматриваются потоки имеющие кометное происхождение. Для исследования этого процесса строится модель выброса вещества из ядра родительской кометы при прохождении перигелия. В этот момент ядро кометы наиболее интенсивно теряет вещество и частицы различных размеров ускоряются под действием силы давления истекающего газа. Отметим что темп потери вещества очень сильно зависит от расстояния до Солнца [3] и в первом приближении выброс может рассматриваться как мгновенный. Анализ движения частиц в этой модели показывает, что за определённое время (порядка  $10^3$  с) скорость частиц (относительно родительского тела) достигает своего терминального значения  $v_t$  и далее не увеличивается. На этом этапе можно считать, что частицы окончательно отделились от родительского тела, при этом они успевают пройти расстояние порядка 10 радиусов родительского тела. Подробное описание модели и расчёты см. в [4]. После этого этапа начинается моделирование динамики потока.

Одним из главных параметров модели является начальное распределение частиц по массам. Близость вида распределения к степенному характерна для самых различных ансамблей астрономических объектов. Особенности образования ансамблей астрономических объектов, как правило, сложны и определяются многими факторами и конкурирующими процессами. Если процессов много и все они вносят сравнимый вклад, то их совместный результат можно представить как результат некоторого случайного процесса, который можно описать как статистический шум. В отношении спектров масс такой шум может быть описан степенным распределением с показателем наклона в спектре масс s = 2, характерным для процессов типа «белого шума» (подробнее см. [5]). Процесс фрагментирования вещества при распаде кометы вполне можно считать таковым, поэтому в нашей модели исходное распределение полагается степенным с индексом массы  $s_0 = 2$ . В пользу этого говорит также анализ наблюдений кометы 67P/Churyumov-Gerasimenko [3]. Отметим здесь также что в работе рассматривается не весь диапазон размеров метеороидных частиц, но тот, для которого накоплено достаточно наблюдательного материала, позволяющего уверенно определять индексы масс ансамбля метеорных тел. Для нашей задачи это диапазон от 10<sup>-8</sup> г до 1 г, что при средней плотности 1 г/см<sup>3</sup> задает диапазон размеров частиц примерно от  $10^{-3}$  до примерно 1 см.

## Моделирование эволюции метеороидных потоков

Предполагая что начальный индекс масс частиц метеороидного потока, покидающего родительское тело, s = 2, можно предположить что отличие от этого значения для тел в наблюдаемых метеорных потоках вызвано различием в эволюции частиц различной массы после выброса. Для исследования этого вопроса мы провели численное моделирование динамики частиц различного размера с учётом негравитационных факторов. Модель включает гравитацию Солнца и планет, а также силы радиационного характера – давление излучения и эффект Пойтинга-Робертсона [6]. При построении модели мы придерживались методики изложенной в [7], отметим что данную книгу можно рекомендовать как отличное "пособие"для тех кто интересуется моделированием метеороидных потоков. Для определённости и возможности сравнить результаты с наблюдениями был проведён ряд расчётов, где в качестве родительского тела были взяты кометы 2P/Encke и 96P/Machholz. Метеороиды в модели были представлены четырьмя группами частиц с различной массой, но с одинаковым числом частиц ( $N = 10^5$ ) в группе. При последующей обработке результатов количество частиц умножалось на соответствующий фактор так, чтобы начальное количество частиц соответствовало распределению с начальным индексом масс  $s_0 = 2$ . Интегрирование проводилось при помощи кода REBOUND с использованием гибридной схемы MERCURIUS [8] на времена до 2000 лет. Начальные условия для планет и родительского тела были взяты из базы данных NASA JPL Horizons (https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons/), для метеороидов начальные условия задавались с использованием выше описанной модели. На рис. 1 в качестве примера представлен вид потока, покинувшего комету 2P/Encke, возрастом приблизительного 500 лет.



Рис. 1. Вид метеороидного роя, выброшенного из кометы 2P/Encke. Цвета соответствуют различным размерам частиц: желтый – 0.005 см; красный – 0.016 см; зеленый – 0.05 см; синий – 0.16 см. Чёрным цветом показаны планеты и их траектории, пурпурная точка – родительское тело

После интегрирования (с учётом повторных выбросов вещества при сближении родительского тела с Солнцем) производился подсчёт индекса массы метеороидов попадающих в окрестность орбиты Земли. Для этого вычислялось число частиц (с учётом нормировки) каждого размера, попадающих в сферу радиусом 0.1 а.е вблизи рассматриваемой точки. Производя такой подсчёт для ряда таких точек вблизи даты максимума метеорного потока, можно определить зависимость количества частиц от времени. Зная относительное количество частиц каждого типа в каждой точке, можно построить профиль (т.е. кривую изменения во времени) индекса массы близ максимума метеорного потока.

## Результаты и заключение

На рисунке 2 представлено поведение индекса массы для модели потока, формируемого кометой 2P/Encke в зависимости от долготы Солнца в максимуме метеорного потока и вдали от него. На рисунке отчётливо выделяется область в окрестности  $\lambda = 100^{\circ}$  соответствующая потоку  $\beta$ -тауриды. Заметен рост индекса массы вблизи края потока, а затем уменьшение вблизи пика. В то же время, в остальной области индекс масс близок к значению s = 2, что соответствует спорадическим метеорам. В ходе эволюции метеороидного потока проявляется действие негравитационных сил, они оказывают наибольшее воздействие на наиболее лёгкие частицы, вызывая значительное уширение потока мелких частиц (см. рис. 1) и большее их рассеяние в пространстве. При этом самые массивные частицы практически повторяют орбиту родительского тела. В ходе экспериментов с различной геометрией выброса (выброс в сферу, подсолнечную полусферу, или отдельными узкими струями) выяснилось что геометрия начального выброса незначительно влияет на эволюцию потока. Более важным фактором является начальная скорость.



Рис. 2. Зависимость s от солнечной долготы для потока, формируемого кометой 2P/Encke

Построенная модель метеороидного потока воспроизводит наблюдательные особенности поведения индекса массы для метеорных тел в случае спорадических метеоров и метеорных потоков. Основное различие в индексе массы для этих двух случаев вызывается тем, что мелкие частицы гораздо сильнее подвержены действию негравитационных сил и гораздо дальше отходят от орбиты родительского тела чем более массивные частицы.

- Blaauw R. C., Campbell-Brown M. D., Weryk R. J. Mass distribution indices of sporadic meteors using radar data // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2011. - Vol. 412, № 3. - P. 2033-2039.
- [2] Janches D., Brunini C., Hormaechea J. L. A Decade of Sporadic Meteoroid Mass Distribution Indices in the Southern Hemisphere Derived from SAAMER's Meteor Observations // Astron. J. - 2019. - Vol. 157, № 6. - P. 240.
- [3] Marschall Raphael, Markkanen Johannes, Gerig Selina-Barbara et al. The dust-to-gas ratio, size distribution, and dust fall-back fraction of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko: Inferences from linking the optical and dynamical properties of the inner comae. // Frontiers in Physics. - 2020. - Vol. 8. - P. 227. 2005.13700.
- [4] Shustov B. M., Zolotarev R. V. On the mass indices of meteor bodies. I. Model of formation of meteoroid streams // Accepted to Astronomy Reports.
- [5] Tutukov A. V., Shustov B. M. Fundamental Reasons for the Similarity and Differences of the Mass Spectra of Various Astronomical Objects // Astrophysics. - 2020.
- [6] Burns J. A., Lamy P. L., Soter S. Radiation forces on small particles in the solar system // Icarus. - 1979. - Vol. 40, № 1. - P. 1-48.
- [7] Ryabova Galina O. Mathematical Modelling of Meteoroid Streams. 2020.
- [8] Rein Hanno, Hernandez David M., Tamayo Daniel et al. Hybrid symplectic integrators for planetary dynamics // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2019. - Vol. 485, № 4. - P. 5490-5497. 1903.04972.

## О КРОСС-ИДЕНТИФИКАЦИИ ОБЪЕКТОВ ДЛЯ ПЛАНИРОВАНИЯ НАБЛЮДЕНИЙ НА НАЗЕМНЫХ И КОСМИЧЕСКИХ ОБСЕРВАТОРИЯХ

#### Д. А. Ладейщиков<sup>1</sup>

1 Уральский федеральный университет

Разработана открытая база данных и веб-интерейс для решения проблемы кроссидентификации источников из набора каталогов в различных спектральных диапазонах. Возможности базы данных позволяют автоматически кросс-идентифицировать одинаковые источники из различных каталогов и выводить полную информацию по каждому источнику, в том числе табличные данные и изображения. Программный код, работающий в режиме онлайн, позволяет отбирать источники с помощью SQL-запросов, получать характеристики источников по произвольному списку координат, производить оценку времени выполнения наблюдательных программ. Инструмент может быть использован для планирования наблюдений на наземных и космических обсерваториях. Открытый доступ к системе предоставлен по адресу https://cross-match.online

## CROSS-IDENTIFICATION OF OBJECTS FOR PLANNING OBSERVATIONS FOR GROUND-BASED AND SPACE OBSERVATORIES

#### D. A. Ladeyschikov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Ural Federal University

An open database and web interface have been developed to solve the problem of source cross-identification from multiple catalogs in different wavelengths. The capabilities of the database allow to automatically cross-identify the same sources from different surveys and display complete information for each source, including tabular data and images. The online code makes it possible to select the sources using SQL queries, estimate the characteristics of sources from the list of user-defined coordinates, and estimate an execution time for an observation program. The tool may be used for planning the observations on ground-based and space telescopes. The access to the database available at https://cross-match.online.

# Введение

Наиболее актуальное и полное исследование астрофизических объектов зачастую возможно только при использовании большого количества архивных данных. Поэтому вопрос о кросс-идентификации источников является важным для установления характеристик объектов в различных спектральных диапазонах. Существующий широко используемый инструмент для кросс-идентификации Страсбургского центра данных (CDS xmatch [1]) содержит широкий функционал и большой охват каталогов, но нацелен на кроссидентификацию небольшого числа каталогов. Кросс-идентификация большого количества каталогов является нетривиальной задачей для сервиса CDS x-match, для которой необходимо знание языка запросов SQL, что ограничивает количество потенциальных пользователей. Для решения проблемы кросс-идентификации источников при большом количестве каталогов в настоящей работе предлагается использовать иной подход, который для конечного пользователя позволят быстрее получить необходимый результат.

<sup>©</sup> Ладейщиков Д. А., 2022

В настоящей работе предлагается использовать кросс-идентификацию источников, которая выполнена заранее для всех каталогов с помощью алгоритма поиска пространственных групп DBSCAN (density based spatial clustering of applications with noise [2]). Пользователь базы данных работает с результатами уже заранее выполненной кросс-идентификации. Данный подход позволяет свести воедино множество каталогов в различных спектральных диапазонах и ускорить получение результата, так как наиболее трудоемкая процедура кросс-идентификации будет выполнена заранее. Каждое наблюдение из всех каталогов получает свой идентификатор. Для наблюдений, расположенных ближе установленного пространственного порога (5"), идентификатор будет совпадать.

Преимуществом системы является ее гибкость для включения новых каталогов, что позволяет поддерживать актуальность данных для решения различных задач. Данный инструмент может быть использован для оценки выполнения наблюдательных программ на наземных и космических инструментах, в том числе для будущих внеатмосферных обсерваторий «Спектр-УФ» [3] и «Миллиметрон» [4]. Открытый доступ к системе предоставлен по адресу https://cross-match.online.

# Структура базы данных

В качестве примера работы базы данных и кросс-идентификации источников создана база данных ультрафиолетовых источников, которые в том числе могут быть использованы для планирования наблюдений на приборах проекта "Спектр-УФ". В базу данных вошли несколько наиболее крупных и популярных УФ каталогов:

- Каталог УФ-источников обзора GALEX (GUVcat\_AIS GR6+7, [5]). В каталоге приведены значения калиброванной звездной величины в ближнем (100-200 нм) и дальнем (200-300 нм) УФ диапазоне. В базу данных были включены только те источники, которые имеют звездную величину в ближнем и дальнем УΦ (NUV, FUV) менее 18<sup>m</sup>. Таким образом, всего в базу данных было включено ~ 140 тыс. источников.
- 2. Каталог ультрафиолетовых источников, полученный с помощью космического телескопа Midcourse Space Experiment (MSX). Данный каталог получен благодаря обзору 50% неба с помощью инструмента UVISI [6], дающий информацию в четырех узких полосах (2480Å, 2310Å, 2230Å, 2930Å) и в двух широких полосах (1320Åи 1560Å). Объем каталога ~ 47 тыс. источников.
- 3. Каталог УФ источников за 10 лет работы обсерватории XMM-Newton и 5 лет работы обсерватории SWIFT [7]. Получен благодаря анализу накопленных данных на двух УФ телескопах, расположенных на разных космических обсерваториях (XMM-Newton и SWIFT). Приведена информация о звездных величинах в фильтрах UVW2 (100-200 нм), UVM2 (200-300 нм) и UVW1 (200-300 нм). В базу данных включены только такие наблюдения, которые имеют отношение сигнал/шум более 40 в любой из полос UVW2, UVM2 и UVW1 (~ 570 тыс. наблюдений).

Все данные были введены в единый каталог, объем которого составил ~ 700 тыс. наблюдений. Затем каталог был обработан с помощью алгоритма DBSCAN для кроссидентификации. Выбранный порог для кросс-идентификации составил 5", что соответствует точности определения координат источников для приведенных выше каталогов. После проведения группировки наблюдений количество уникальных источников составило ~ 380 тыс. Для каждого уникального источника сохранялись значения звездных величин в различных полосах, а в случае, если таких наблюдений множество – минимальное значение звездной величины из всех наблюдений. Нужно отметить, что информация о всех измерениях сохраняется в таблице наблюдений и при необходимости эту информацию можно получить для каждого источника. В перспективе в базу данных возможно добавление иных каталогов. Теоретически количество каталогов и их объем ограничен только объемом свободного места на сервере, где запущен сервис. В настоящий момент сервер базируется на базе виртуальной машины УрФУ, где предоставляется ~ 150 Гб свободного места. К примеру, в каталоге GUVcat [5] содержится 82 млн. источников, которые занимают ~ 15 Гб места на жестком диске. Объем каталога 2MASS [8] – 470 млн. источников, которые занимают ~ 45 Гб места на жестком диске. Таким образом, доступный объем свободного места позволяет разместить несколько крупных каталогов, а также большее количество каталогов с меньшим объемом.

# Отбор источников с помощью SQL-запросов



Рис. 1. Страница отбора источников с помощью SQL-запросов (https://wso-uv-db.net/sources.pl).

Широкие возможности по отбору источников открывает язык запросов SQL, причем для его использования в разработанной системе не обязательно писать запрос полностью, а достаточно привести условие для отбора источников. Кластеризация данных, выполненная ранее с помощью метода DBSCAN позволяет исследовать и отбирать УФ источники по их параметрам в различных УФ полосах. Данный способ отбора источников расположен по веб-адресу https://cross-match.online/sources.pl. Там же расположен полный список возможных параметров, по которым можно делать выборку источников. Общий вид окна представлен на Рис. 1.

Приведем несколько примеров SQL-запросов для отбора уникальных источников:

- 1 > 30 and FUVmag < 13 отбор источников, которые имеют значение потока GALEX менее 10m и галактическую долготу более 30 градусов.
- FUVmag < 10 or IUN3 < 10 or UVW2\_AB < 10 отбор всех источников, которые имеют звездную величину менее 10m в одной из следующих полос: FUVmag (GALEX), IUN3 (MSX) или UVW2-AB (Swift/XMM).
- V\_AB < 13 AND count\_obs > 10 отбор всех источников, которые имеют оптическую зв. величину менее 13<sup>m</sup>, а число прежних наблюдений более 10.

Таким образом, в запросе можно комбинировать значения звездных величин и потоков из различных обзоров, что является несомненным преимуществом настоящей специализированной информационной системы по сравнению с другими базами данных. После отбора источников возможно построение одномерных, двумерных и трехмерных распределений параметров выборки, а также введение уточняющих фильтров по любым параметрам. Эти инструменты призваны упростить научный анализ выборки объектов. Построение изображений осуществляется с учетом уточняющих фильтров, введенных на странице списка источников.

# Автоматизация обработки списка источников

Для автоматизации обработки списка источников по наблюдательным заявкам с целью оценки возможности их реализации был разработан специальный инструмент, расположенный по веб-адресу https://cross-match.online/planner.pl. Данный инструмент позволяют создавать произвольный список источников, который в дальнейшем анализируется в соответствии с данными, имеющимися в базе данных. В программе реализована простейшая оценка времени выполнение наблюдательной программы. Время выполнения программы зависит от порядка обхода источников, поэтому перед оценкой рекомендуется выполнить сортировку списка источников по наименьшему угловому расстоянию.

Работа выполнена при поддержке проекта Министерства науки и высшего образования «Теоретические и экспериментальные исследования формирования и эволюции внесолнечных планетных систем и характеристик экзопланет» (№075-15-2020-780, контракт 780-10).

- Pineau François-Xavier, Boch Thomas, Derrière Sébastien, Schaaff André. The CDS Crossmatch Service: Key Figures, Internals and Future Plans // Astronomical Data Analysis Software and Systems XXVII / ed. by Pascal Ballester, Jorge Ibsen, Mauricio Solar, Keith Shortridge : Astronomical Society of the Pacific Conference Series. — 2020. — Vol. 522. — P. 125.
- [2] Ester Martin, Kriegel Hans-Peter, Sander Jorg, Xu Xiaowei. A Density-Based Algorithm for Discovering Clusters in Large Spatial Databases with Noise // Proc. of 2nd International Conference on Knowledge Discovery and. — 1996. — P. 226–231.
- [3] Shustov B. M., Sachkov M. E., Sichevsky S. G. et al. WSO-UV Project: New Touches // Solar System Research. - 2021. - Vol. 55, № 7. - P. 677-687.
- [4] Kardashev N. S., Novikov I. D., Lukash V. N. et al. Review of scientific topics for the Millimetron space observatory // Physics Uspekhi. — 2014. — Vol. 57, № 12. — P. 1199–1228. 1502.06071.
- [5] Bianchi Luciana, Shiao Bernie, Thilker David. Revised Catalog of GALEX Ultraviolet Sources. I. The All-Sky Survey: GUVcat\_AIS // Astrophys. J. Suppl. Ser. - 2017. - Vol. 230, № 2. - P. 24. 1704.05903.
- [6] Heffernan K. J., Heiss J. E., Boldt J. D. et al. The UVISI instrument. // Johns Hopkins APL Technical Digest. - 1996. - Vol. 17, № 2. - P. 198-214.
- [7] Yershov V. N. Serendipitous UV source catalogues for 10 years of XMM and 5 years of Swift // Astrophys. Space. Sci. – 2014. – Vol. 354, № 1. – P. 97–101.
- [8] Skrutskie M. F., Cutri R. M., Stiening R. et al. The Two Micron All Sky Survey (2MASS) // Astron. J. - 2006. - Vol. 131, № 2. - P. 1163-1183.

## АППРОКСИМАЦИЯ КРИВЫХ БЛЕСКА НА ПРИМЕРЕ ДАННЫХ PLASTICC

## A. B. Люты $x^1$

<sup>1</sup> Физический факультет Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова

В данной работе рассматриваются два способа аппроксимации кривых блеска на основе открытых данных PLAsTiCC: гауссовы процессы и сверточно-условный нейронный процесс. Работа является первым шагом к дальнейшему исследованию данных PLAsTiCC, а именно построению на их основе нейронной сети для классификации сверхновых типа Ib/c.

# APPROXIMATION OF THE LIGHT CURVES USING AN EXAMPLE OF PLASTICC DATA

## A. V Liutykh<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics

In this paper, we consider two ways of approximating the light curves based on publicly available PLAsTiCC data: Gaussian processes and Convolutional Conditional Neural Process. This work is the first step towards the further investigation of PLAsTiCC data, namely, the construction of a neural network based on them for the classification of Type Ib/c supernovae.

# Введение

В настоящий момент мы живем в эпоху больших данных. Вычислительных мощностей становится все больше, что позволяет ученым исследовать феномены с различных точек зрения. Астрономия особенно сильно вовлечена в этот процесс. Сейчас уже человек самостоятельно не обрабатывает данные, а использует компьютер. Для первичного анализа также используется компьютер.

Цель данной работы — найти наилучший способ аппроксимации данных PLAsTiCC, представляющих собой симулированные кривые блеска различных астрономических объектов за три года работы обзора LSST обсерватории имени Веры Рубин [1]. Полученные аппроксимации будут в дальнейшем использованы как основа для классификации данных. Конечная цель — научиться отличать сверхновые (CH) типа Ia от CH Ib/c на основе только фотометрических данных без применения дополнительных предположений. Это важно, поскольку обычные алгоритмы не позволяют отличить эти типы сверхновых, и приходится привлекать человека.

<sup>©</sup> Лютых А. В., 2022

Исследуются два метода, которые особенно часто применяют как для исследования кривых блеска сверхновых, так и других объектов, например, активных ядер галактик:

1. Гауссовы процессы (Gaussian processes, [2]).

2. Сверточно-условный нейронный процесс (Convolutional Conditional Neural Process, [3, 4]).

Рассмотрим их более детально:

Исходя из определения, гауссов процесс относится к классу случайных/стохастических процессов, определяющих наблюдаемые значения случайных величин, которые эволюционируют в пространстве и/или времени. Иными словами, гауссов процесс позволяет на основе полученных данных получать некое распределение, которое и будет описывать эти наблюдаемые данные. В астрономии широко применяется данный метод, поскольку он позволяет определить временные задержки, а также периодичности в сигнале. Однако для того, чтобы получить удовлетворительные результаты, необходимо проводить дополнительные исследования, такие как определение ядра гауссова процесса. Данная проблема особенно остро проявляется при изучении данных, у которых присутствует временная разреженность. Это приводит к большим затратам вычислительных ресурсов при поиске оптимального ядра гауссова процесса.

Другим примером моделирования кривых блеска является использование нейронных сетей, а именно, сверточно-условного нейронного процесса. В его основе не лежат никакие дополнительные предположения, а только сами наблюдательные данные. Перед началом работы с ним необходимо обучить нейронную сеть, чтобы она по ограниченному количеству точек, умела предсказывать точки, которые были пропущены. В результате удается крайне удачно ее использовать для определения потерянных данных [5].

## Гауссовы процессы

Для аппроксимации кривых блеска с помощью гауссовых процессов был использован подход, разработанный Кайлом Буном [6] с помощью библиотеки Python — GEORGE [7]. Примеры аппроксимации многоцветных кривых блеска CH Ia и CH II гауссовыми процессами приведены на рисунке 1.

Далее полученные аппроксимации многоцветных кривых блеска используются, чтобы собрать матрицу. Таким образом, строкой матрицы являются фотометрические наблюдения в определенном фильтре. Кроме того, поскольку наблюдательные данные могут быть разнесены на несколько лет, используется редукция, то есть уменьшение количество столбцов полученной матрицы. Примеры полученных матриц-изображений для этих же сверхновых приведены на рисунке 2.

Полученные матрицы в дальнейшем будут использованы в качестве входных данных для обучения нейронной сети. В результате с их помощью получится построить классификатор, принимающий на вход наблюдательные данные. Затем данные аппроксимируются, и из полученных данных собираются матрицы изображений, на основе которых нейронная сеть и делает предсказание.

# Сверточно-условный нейронный процесс

Также была попытка использовать другой способ аппроксимации кривых блеска, который особенно хорошо проявил себя при моделировании кривых блеска активных ядер галактик [5]. Данный метод, как уже упоминалось, не опирается на дополнительные допущения, а использует только входные данные. К сожалению, пока его не удалось применить к данным PLAsTiCC, поскольку это требует переобучения алгоритма на основе других данных с лучшим временным разрешением. Однако, несмотря на это, сверточно-условный нейронный процесс имеет большой потенциал для аппроксимации данных с большими "пробелами" в наблюдениях, что нередко встречается в астрономии [8].



Рис. 1. Аппроксимация гауссовыми процессами кривых блеска CH Ia (a) и CH II (b) в фильтрах u, g, r, i, z, y. Точками обозначены данные PLAsTiCC



Рис. 2. Сравнение матриц изображений для CH I<br/>а и CH  $\rm Ib/c$ 

# Заключение

В данной работе рассмотрены два метода аппроксимации кривых блеска данных PLAsTiCC. Приведены результаты аппроксимации гауссовыми процессами кривых блеска сверхновых типа Ia и II, а также описана применимость условно-сверточного нейронного процесса. В дальнейшем аппроксимированные гауссовыми процессами кривые блеска PLAsTiCC будут использованы для построения классификатора CH Ib/c на основе нейронной сети.

- Hložek R., Ponder K. A., Malz A. I. et al. Results of the Photometric LSST Astronomical Time-series Classification Challenge (PLAsTiCC). - 2020. 2012.12392.
- [2] Rasmussen Carl Edward, Williams Christopher K. I. Gaussian Processes for Machine Learning. - 2006.
- [3] Gordon Jonathan, Bruinsma Wessel P., Foong Andrew Y. K. et al. Convolutional Conditional Neural Processes. — 2020. 1910.13556.
- [4] Garnelo Marta, Rosenbaum Dan, Maddison Chris J. et al. Conditional Neural Processes. 2018. 1807.01613.
- [5] Cvorovic-Hajdinjak Iva, Kovacevic Andjelka B., Ilic Dragana et al. Conditional Neural Process for non-parametric modeling of AGN light curve. 2021. 2111.09751.
- [6] Boone Kyle. Avocado: Photometric Classification of Astronomical Transients with Gaussian Process Augmentation // The Astronomical Journal. 2019. Vol. 158, № 6. P. 257.
- [7] Ambikasaran S., Foreman-Mackey D., Greengard L. et al. Fast Direct Methods for Gaussian Processes. - 2014.
- [8] Pasquet Johanna, Pasquet Jérôme, Chaumont Marc, Fouchez Dominique. PELICAN: deeP architecturE for the LIght Curve ANalysis // Astron. Astrophys. — 2019. — Vol. 627. — P. A21.

## НЕРАЗРЕШЕННЫЕ ДВОЙНЫЕ И КРАТНЫЕ СИСТЕМЫ В РАССЕЯННОМ СКОПЛЕНИИ ПЛЕЯДЫ

#### А. А. Малофеева, А. Ф. Селезнев Уральский федеральный университет

Диаграмма (H-W2)-W1 – W2-(BP-K) используется для поиска неразрешенных двойных и кратных систем в скоплении Плеяды в интервале масс главных компонент от 0.5 до 1.8 масс Солнца. Доля двойных систем составляет от  $0.54\pm0.11$  до  $0.70\pm0.14$ . Доля систем большей кратности составляет от  $0.10\pm0.00$  до  $0.14\pm0.01$ . Отношение масс компонент двойных систем может быть аппроксимировано степенным законом с показателем степени от  $-0.53\pm0.10$  до  $-0.63\pm0.22$ . Среди двойных систем с массой главного компонента менее 0.5 масс Солнца имеется много систем с коричневым карликом в качестве вторичного компонента.

## UNRESOLVED BINARY AND MULTIPLE SYSTEMS IN THE PLEIADES OPEN CLUSTER

# A. A. Malofeeva, A. F. Seleznev

Ural Federal University

The (H-W2)-W1 – W2-(BP-K) diagram is used to search for unresolved binaries and multiples in the Pleiades cluster in the range of primary component masses from 0.5 to 1.8 solar masses. The ratio of binary systems is from  $0.54\pm0.11$  to  $0.70\pm0.14$ . The ratio of systems with higher multiplicity ranges from  $0.10\pm0.00$  to  $0.14\pm0.01$ . The component mass ratio can be approximated by a power law with an exponent from  $-0.53\pm0.10$  to  $-0.63\pm0.22$ . Among binary systems with a primary component mass less than 0.5 solar masses, there are many systems with a brown dwarf as a secondary component.

## Модель звездного скопления

Предлагаемый метод поиска неразрешенных двойных звезд основан на том, что неразрешенная двойная система должна иметь небольшой инфракрасный избыток в спектре по сравнению с одиночной звездой, масса которой равна массе главного компонента двойной. Этот факт был использован в работе [1] для того, чтобы с помощью аппроксимации наблюдаемых распределений энергии в спектре звезды определять массы компонент неразрешенной двойной системы. В настоящей работе для поиска неразрешенных двойных систем и для определения отношения масс компонент *q* используется диаграмма (H-W2)-W1 – W2-(BP-K), на которой неразрешенные двойные хорошо отделяются от одиночных звезд даже для небольших значений *q*. Фотометрические индексы, откладываемые по осям этой диаграммы, составлены из звездных величин оптического и ближнего инфракрасного диапазонов.

Для того, чтобы найти подходящую диаграмму, была создана модель звездного скопления, состоящая из 200 одиночных и 200 двойных звезд. Массы одиночных звезд и главных компонент двойных распределяются в соответствии с функцией масс Солпитера в пределах от 0.1 до 6.8 масс Солнца. Массы вторичных компонент определяются в пределах от 0.1

<sup>©</sup> Малофеева А. А., Селезнев А. Ф., 2022

массы Солнца до массы главного компонента в соответствии с равномерным распределением q. Для звезд модели был составлен фотометрический каталог, включающий звездные величины в полосах U, B, V, R, u, g, r, i, z, G, BP, RP, J, H,  $K_S$ , W1, W2 на основе таблиц теоретических изохрон [2] для изохроны с возрастом  $5 \cdot 10^7$  лет. Звездные величины двойных звезд определялись по формулам, полученным на основе формулы Погсона.



Рис. 1. Диаграмма W2-(BP-K)–(H-W2)-W1 для модели скопления. (а) Черные точки — одиночные звезды, синие точки — двойные звезды. Область, закрашенная сиреневым цветом, свободна от двойных звезд из-за отсутствия данных о звездных величинах для объектов с массой меньше 0.1 массы Солнца. Бары ошибок соответствуют типичным ошибкам индексов, рассчитанным на основе выборки вероятных членов скопления Плеяды (см. ниже). (b) Отклонение двойных звезд от линии одиночных звезд в зависимости от отношения масс компонент q. Справа подписаны массы главного компонента

Диаграмма W2-(BP-K)–(H-W2)-W1 для модели скопления показана на Рис.1а. Для этой диаграммы были рассчитаны линии отклонения неразрешенной двойной звезды от линии одиночных звезд (Puc.1b).



Рис. 2. (а) Диаграмма W2-(BP-K)–(H-W2)-W1 для скопления Плеяды. (b) Линии постоянных значений q, наложенные на диаграмму Плеяд

## Неразрешенные двойные в скоплении Плеяды

На Рис.2а показана диаграмма W2-(BP-K)–(H-W2)-W1 для скопления Плеяды. В качестве выборки вероятных членов скопления спользуется пересечение выборок [3, 4]. На Рис.2b на диаграмму Плеяд наложены линии постоянных значений q, рассчитанные, также, на основе таблиц теоретических изохрон [2], но для возраста log t = 8.1 (t в годах), соответствующего возрасту Плеяд. Для наложения изолиний q были использованы расстояние и избыток цвета Плеяд из каталога [5].

На основании Рис.2b можно сделать следующие выводы. Во-первых, диаграмма W2-(BP-K)–(H-W2)-W1 не годится для поиска неразрешенных двойных звезд с массивными компонентами, так как в этой области линии постоянных значений *q* сливаются. Во-вторых, в области маломассивных звезд линия одиночных звезд (изохрона) не совпадает с последовательностью скопления, что также не позволяет использовать диаграмму в этой области. По нашей оценке, диаграмма W2-(BP-K)–(H-W2)-W1 может быть использована для поиска неразрешенных двойных в интервале масс главных компонент от 0.5 до 1.8 масс Солнца. В-третьих, в нижней части диаграммы Плеяд, в отличие от диаграммы для модели скопления, нет незаполненного пространства. Это значит, что в Плеядах много неразрешенных двойных систем с вторичными компонентами, имеющими массу менее 0.1 массы Солнца, в том числе с коричневыми карликами.



Рис. 3. (а) Диаграмма W2-(BP-K)–(H-W2)-W1 для скопления Плеяды в интервале масс главных компонент от 0.5 до 1.8 масс Солнца с наложенными изолиниями q. (b) Распределение q и его аппроксимация степенным законом. Сплошная линия — звезды между изолиниями q = 0 и q = 0.2 рассматриваются как двойные. Штриховая линия — эти же звезды рассматриваются как одиночные

На Рис.За на диаграмме W2-(BP-K)–(H-W2)-W1 Плеяд показаны изолинии отношения масс компонент q в интервале масс главных компонент от 0.5 до 1.8 масс Солнца. Эта диаграмма использовалась для подсчета количества неразрешенных двойных систем с разными значениями q. Очень важное значение в нашем исследовании имеет аккуратный учет ошибок фотометрии. С этой целью мы проводили подсчеты пять раз. Первый раз подсчеты проводились со значениями фотометрических индексов, рассчитанными на основе звездных величин из каталога [3] (Рис.За). Затем, подсчеты четыре раза проводились со значениями для каждой звезды в разные стороны в соответствии с величиной их ошибок, рассчитанных по значениям случайных ошибок фотометрии, приведенным в [3].

Звезды слева от линии q = 1.0 рассматриваются как неразрешенные кратные звезды с

кратностью более двух. Звезды справа от линии q = 0.0 рассматриваются как одиночные звезды. Результаты подсчетов показаны на Рис.3b. Сплошная линия показывает аппроксимацию распределения q степенным законом с показателем степени  $-0.53 \pm 0.10$ . Общая доля двойных составляет  $\alpha = 0.70 \pm 0.14$ , а доля кратных звезд с кратностью более двух (по отношению ко всем кратным звездам)  $\beta = 0.10 \pm 0.00$ .

Штриховая линия показывает аппроксимацию распределения q в предположении, что звезды, распложенные между линиями q = 0.0 и q = 0.2 тоже являются одиночными. В этом случае показатель степени равен  $-0.63 \pm 0.22$ , доля двойных  $\alpha = 0.54 \pm 0.11$ , а доля кратных звезд с кратностью более двух  $-\beta = 0.14 \pm 0.01$ .

Мы получили долю двойных в Плеядах, намного большую, чем предыдущие исследователи [6–8]. Это можно объяснить тем, что с помощью диаграммы W2-(BP-K)–(H-W2)-W1 мы можем обнаруживать неразрешенные двойные системы с маленькими значениями q. При этом, доля кратных звезд с кратностью более двух, полученная нами, меньше, чем результат Токовинина [9] для карликов поля спектральных классов F и G ( $\beta = 0.28$ ).

Подробная статья по результатам исследования будет опубликована в The Astronomical Journal.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2020-0030.

- Thompson Benjamin A., Frinchaboy Peter M., Spoo Taylor, Donor John. The Binary INformation from Open Clusters Using SEDs (BINOCS) Project: Reliable Photometric Mass Determinations of Binary Star Systems in Clusters // Astron. J. - 2021. - Vol. 161, № 4. -P. 160.
- [2] Bressan Alessandro, Marigo Paola, Girardi Léo. et al. PARSEC: stellar tracks and isochrones with the PAdova and TRieste Stellar Evolution Code // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2012. -Vol. 427, № 1. - P. 127-145.
- [3] Lodieu N., Pérez-Garrido A., Smart R. L., Silvotti R. A 5D view of the α Per, Pleiades, and Praesepe clusters // Astron. Astrophys. – 2019. – Vol. 628. – P. A66.
- [4] Danilov V. M., Seleznev A. F. On the Motion of Stars in the Pleiades According to Gaia DR2 Data // Astrophysical Bulletin. - 2020. - Vol. 75, № 4. - P. 407-424.
- [5] Dias W. S., Monteiro H., Moitinho A. et al. Updated parameters of 1743 open clusters based on Gaia DR2 // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2021. - Vol. 504, № 1. - P. 356-371.
- [6] Mermilliod J. C., Rosvick J. M., Duquennoy A., Mayor M. Investigation of the Pleiades cluster. II. Binary stars in the F5-KO spectral region. // Astron. Astrophys. – 1992. – Vol. 265. – P. 513–526.
- [7] Bouvier J., Rigaut F., Nadeau D. Pleiades low-mass binaries: do companions affect the evolution of protoplanetary disks? // Astron. Astrophys. 1997. Vol. 323. P. 139-150.
- [8] Danilov V. M. On the Motion of Multiple Stars in the Pleiades Based on Gaia DR2 // Astrophysical Bulletin. -2021. Vol. 76, N 1. P. 55-70.
- [9] Tokovinin Andrei. From Binaries to Multiples. II. Hierarchical Multiplicity of F and G Dwarfs // Astron. J. - 2014. - Vol. 147, № 4. - P. 87.

## ОПТИЧЕСКИЙ ФЛИККЕР-ЭФФЕКТ У СИМБИОТИЧЕСКИХ ЗВЕЗД CSS 1102 И DQ SER

## **Н.** А. Масленникова<sup>1</sup>, А. А. Татарникова<sup>1</sup>, А. М. Татарников<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова

Представлены результаты наблюдений малоизученных звезд – CSS 1102 и DQ Ser. Анализ спектров позволил классифицировать CSS 1102 как симбиотическую звезду. Система состоит из холодного компонента - циркониевой звезды спектрального класса S4.5/2, горячего компонента с 40000  $K < T_{hot} < 55000 K$  и туманности. Фотометрические наблюдения показали наличие фликкер-эффекта в полосе B у обеих систем. Фликкер-эффект у DQ Ser был обнаружен впервые, для CSS 1102 наши наблюдения подтвердили предположение о существовании эффекта.

## OPTICAL FLICKERING OF THE SYMBIOTIC STARS CSS 1102 AND DQ SER

N. A. Maslennikova<sup>1</sup>, A. A. Tatarnikova<sup>1</sup>, A. M. Tatarnikov<sup>1</sup>,

<sup>1</sup>Lomonosov Moscow State University

The results of observations of poorly studied stars CSS 1102 and DQ Ser are presented. According to the analysis of spectra, CSS 1102 was classified as a symbiotic star. The system consists of a cold component that is a zirconium star of spectral type S4.5/2, a hot component with 40000  $K < T_{hot} < 55000 K$ , and a nebula. Photometric observations in the *B* band showed the existence of a flickering effect in both systems. For the first time, the flickering of DQ Ser was detected. Our observations of CSS 1102 confirmed the existence of a flicker effect.

# Введение

Симбиотические звезды — это особый класс взаимодействующих двойных систем, в спектрах которых наряду с линиями и полосами поглощения, характерными для холодных звезд (например, TiO), присутствуют эмиссионные линии, характерные для спектров планетарных туманностей (например: [OIII], [NeIII]).

Фликкер-эффект — очень редкое явление у симбиотических звезд, всего известно около десяти систем, демонстрирующих эту переменность. Но даже такое небольшое количество симбиотических звезд с фликкер-эффектом можно разделить на 2 подкласса с различными характеристиками переменности и физическими механизмами, вызывающими эту переменность: 1) Небольшие амплитуды и узкие пики на периодограмме характерны для фликкер-эффекта типа промежуточных поляров (например, Z And P = 28 мин,  $\Delta m_B = 2$ mmag), 2) большие амплитуды и широкий спектр мощности по полосе частот указывают на переменность, связанную с наличием в системе аккреционного диска (например, T CrB, RS Oph, CH Cyg).

В данной работе представлены результаты фотометрических и спектральных наблюдений малоизученных объектов, демонстрирующих этот тип переменности: S-звезды CSS 1102 и симбиотической звезды DQ Ser.

<sup>©</sup> Масленникова Н.А., Татарникова А. А., Татарников А. М., 2022

CSS 1102 — малоизученный объект, включенный в общий каталог галактических Sзвезд [1]. По данным AAVSO видимый блеск меняется в диапазоне  $12.6^m - 13^m$  в полосе V. CSS 1102 — кандидат [2] в симбиотические звезды с июня 2020 г. У нее было заподозрено наличие быстрой переменности.

DQ Ser — малоизученная симбиотическая звезда [3]. В Общем каталоге переменных звезд-5.1 [4], отмечена как малоизученная медленная неправильная переменная (тип L), блеск которой изменяется в диапазоне  $13.9^m - 16.0^m$ .

Целью нашей работы является классификация CSS 1102 и определение параметров фликкер-эффекта у CSS 1102 и DQ Ser.

# Анализ наблюдений

Фотометрические наблюдения CSS 1102 проводились 1.09.2020, 27.10.2020 и 10.07.2021 на 60-сантиметровом телескопе КГО ГАИШ МГУ в полосах BVRcIc, точность единичной оценки блеска лучше  $0.01^m$ . Помимо многоцветных оценок блеска, 1.09.2020 и 10.07.2021 были проведены мониторинги звезды в течение 75 и 125 минут в полосе B для поиска фликкер-эффекта. Фотометрические мониторинги DQ Ser в полосе B проводились на 60-сантиметровом телескопе Крымской астрономической станции ГАИШ МГУ 1.10.2021 и на 60-сантиметровом телескопе КГО ГАИШ МГУ 21.10.2021 и 27.10.2021. Также в КГО 6.11.2021 была проведена многоцветная фотометрия в полосах BVRcIc для оценки блеска DQ Ser. Спектральные наблюдения CSS 1102 проводились с помощью спектрографа TDS [5] на 2.5-метровом телескопе в КГО ГАИШ МГУ 31.08.2020 и 28.10.2020 с щелью 1 агсsес. Также наблюдался спектр S-звезды HD 64332 для моделирования холодного компонента CSS 1102. Все спектры были приведены к барицентру Солнечной системы и скорректированы за межзвездное поглощение.

Блеск CSS 1102 между 01.09.2020 и 10.07.2020 в полосах B, V, Rc изменился примерно на  $0.2^m$ , в полосе Ic - на  $0.08^m$ . Блеск DQ Ser 6.11.2021 составил в полосе  $B - 15.476 \pm 0.005^m$ , в  $V - 14.088 \pm 0.014^m$ , в  $R - 12.819 \pm 0.005^m$ , в  $I - 11.363 \pm 0.003$ .

Определение характерного времени фликкер-эффекта проводилось с помощью Фурьеанализа и вейвлет-анализа (его аппарат разработан Гроссманом А. и Морле Дж. [6]). Быстрая переменность блеска имеет небольшую относительную амплитуду и иногда несколько характерных времен, поэтому при усреднении по всей кривой блеска, спектральная плотность мала. Для более уверенного выделения характерного времени, сначала оно определялось с помощью вейвлет-преобразования, а затем уточнялось с помощью дискретного преобразования Фурье. В вейвлет-преобразовании использовался гладкий базисный вейвлет "Мексиканская шляпа", который описывается функцией:  $\psi(x) = (x^2 - 1)e^{\frac{-x^2}{2}}$ .

По данным мониторинга CSS 1102 01.09.2020 характерное время изменения блеска составило 35–40 минут. Характерная амплитуда фликкер-эффекта составляла  $0.04^m - 0.05^m$ . Кривая блеска CSS 1102, полученная 10.07.2021, показана на рис. 1а. Характерное время фликкер-эффекта составило 48 минут и 10 минут, характерная амплитуда —  $0.04^m$  и  $0.02^m$ , соответственно (на рис. 16 представлен спектр мощности Фурье преобразования, на рис. 1в — спектр коэффициентов вейвлет преобразования). Таким образом, значительные амплитуды и широкий спектр мощности по полосе частот показывают, что быстрая переменность CSS 1102 связана с аккреционным диском.

Наличие фликкер-эффекта у DQ Ser было заподозрено по данным мониторинга 1.10.2021, но недостаточно высокая точность измерений не позволила определить параметры фликкер-эффекта. По данным мониторинга в полосе *В* 21.10.2021 (рис. 2а) характерное время изменения блеска составило 27 минут, характерная амплитуда — 0.018<sup>*m*</sup>. Спектр мощности преобразования Фурье и спектр коэффициентов вейвлет-преобразования представ-



Рис. 1. а) Кривые блеска в полосе *B* CSS 1102 (точки) и контрольных звезд (звездочки и треугольники), б) спектр мощности (черные вертикальные линии — характерные времена фликкерэффекта, серые — ложные периоды) и с) спектр коэффициентов вейвлет-преобразования по данным мониторинга 10.07.2021



Рис. 2. а) Кривые блеска в полосе *B* DQ Ser (точки) и контрольных звезд (звездочки и треугольники), б) спектр мощности (черная вертикальная линия — характерное время фликкер-эффекта, серые — ложные периоды) и с) спектр коэффициентов вейвлет-преобразования по данным мониторинга 21.10.2021



Рис. 3. Спектры CSS 1102 (черная линия) и HD 64332 (серая линия), скорректированные за межзвездное покраснение.

лены на рис. 26 и 2<br/>в, соответственно. 27.10.2021 было найдено два характерных времени фликкер-эффекта — 50 минут и 10-15 минут, характерная амплитуда - <br/>  $0.013^m$  и  $0.009^m$ , соответственно.

На рис. 3 представлены спектры CSS 1102 и S-звезды HD 64332 спектрального класса S4.5/2. Сравнивая их SED, можно предположить, что холодный компонент CSS 1102 так же относится к звездам S4.5/2 ( $T_{eff} \approx 3400 \ K$ ). С спектре хорошо видны молекулярные

полосы ZrO, TiO и полоса YO (6132 Å). Такой спектр свидетельствует о том, что красный гигант находится на стадии обогащения своей атмосферы элементами s-процесса. Линейчатый эмиссионный спектр CSS 1102 содержит мало линий. Преобладают линии бальмеровской серии водорода. Бальмеровский декремент ( $\frac{H_{\gamma}}{H_{\beta}} = 0.42 \pm 0.08$ ,  $\frac{H_{\delta}}{H_{\beta}} = 0.29 \pm 0.09$ ) указывает, что в CSS 1102 водородные линии образуются в туманности. В спектре также присутствуют линии HeI и слабые запрещенные линии [NeIII], подтверждающие предположение о симбиотической природе объекта. К сожалению, в спектре нет линий ионов с высокими потенциалами ионизации (например, HeII 4686 Å), поэтому для температуры горячего компонента можно дать только грубую оценку 40000  $K < T_{hot} < 55000 K$  [7].

# Заключение

Согласно спектральным наблюдениям, полученным на 2.5-метровом телескопе в КГО ГАИШ МГУ 31.08.2020 и 28.10.2020, CSS 1102 является симбиотической звездой. Система состоит из холодного компонента — циркониевой звезды спектрального класса S4.5/2, горячего компонента с 40000  $K < T_{hot} < 55000 K$  и туманности.

Фотометрические наблюдения в полосе *В* выявили наличие фликкер-эффекта у CSS 1102. 1.09.2021 и 10.07.2021 характерное время фликкер-эффекта составляло около 40 минут, характерная амплитуда  $0.04^m$ . 10.07.2021 в спектре мощности сигнала также наблюдался дополнительный пик около 10 минут, характерная амплитуда составляла  $0.02^m$ . Таким образом быстрая переменность блеска CSS1102, вероятно, связана с аккреционным диском.

По данным наблюдений DQ Ser в полосе *B* у нее был открыт фликкер-эффект. 21.10.2021 характерное время изменения блеска составило 27 минут, характерная амплитуда — 0.018<sup>*m*</sup>. 27.10.2021, было найдено два характерных времени переменности — 50 минут и 10-15 минут, характерная амплитуда — 0.013<sup>*m*</sup> и 0.009<sup>*m*</sup>.

- [1] Stephenson C. B. A general catalogue of S stars // Publications of the Warner & Swasey Observatory. 1984.
- [2] AAVSO Alert Notice 719. Light curves for symbiotic star ASAS J190559-2109.4. 2020.
- [3] Cieslinski D., Steiner J. E., Elizalde F., Pereira M. G. Identification of DQ Serpentis and DT Serpentis as symbiotic stars // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. – 1997. – Vol. 124. – P. 57–60.
- [4] Samus N.N., Kazarovets E.V., Durlevich O.V. et al. General Catalogue of Variable Stars: Version GCVS 5.1 // Astr. Rep. - 2017. - Vol. 61, iss. 1.
- [5] Potanin S. A., Belinski A. A., Dodin A.V. et al. Transient Double-Beam Spectrograph for the 2.5-m Telescope of the Caucasus Mountain Observatory of SAI MSU // Astr. Let. – 2020. – Vol. 46, iss. 12. – P. 836–854.
- [6] Grossmann A., Morlet J. Decomposition of Hardy Functions into Square Integrable Wavelets of Constant Shape // SIAM Journal on Math. Analysis. - 1984. - Vol. 15. - P. 723.
- [7] Murset U., Nussbaumer H. Temperatures and luminosities of symbiotic novae // Astron. and Astrophys. - 1994. - Vol. 282. - P. 586-604.

## АСТРОЦЕНТРИЧЕСКИЕ КООРДИНАТЫ В ПЛАНЕТНОЙ ЗАДАЧЕ

#### Д. В. Микрюков

Санкт-Петербургский государственный университет

Рассматриваются и сравниваются два способа определения астроцентрических координат Пуанкаре в планетной задаче. После исключения центра инерции оба способа приводят к одной и той же системе уравнений планетного движения. Построенный аналитический аппарат пригоден для практического применения методов теории возмущений, в частности методов осреднения.

## ASTROCENTRIC COORDINATES IN THE PLANETARY PROBLEM

#### D. V. Mikryukov

Saint Petersburg State University

Two ways of defining the Poincaré astrocentric coordinates in the planetary problem are considered and compared. After the reduction of the center of inertia, both methods lead to the same system of equations of planetary motion. The analytical apparatus constructed here is suitable for the practical application of perturbation theory methods, in particular, averaging methods.

## Введение и постановка задачи

Астроцентрические координаты Пуанкаре (см., например, [1]) широко употребляются в исследованиях, посвященных планетной задаче. Внимательный анализ многочисленных работ, в которых применяется данная система координат, показывает, что для ее определения авторы используют два близких, но разных подхода. А именно, координаты Пуанкаре в данных исследованиях определяются с помощью двух *различных* преобразований исходных абсолютных координат. Основное отличие заключается в разных способах исключения центра инерции. Насколько известно автору, этому обстоятельству нигде в современной литературе не уделяется внимания. Обычно исследователи определяют координаты Пуанкаре некоторым преобразованием абсолютных координат (одним из указанных двух), показывают, каким образом в результате данного преобразования исключается центр инерции, и сосредотачивают все дальнейшее внимание на полученных уравнениях планетного движения. При этом часто делается утверждение, что преобразование, состоящее в переходе к координатам Якоби, является единственной альтернативой для исключения центра инерции. В связи с этим представляется полезным подробно рассмотреть вопрос определения координат Пуанкаре в планетной задаче.

Здесь мы разберем и сравним два способа определения астроцентрических координат Пуанкаре. Мы покажем, что, несмотря на различие в методе исключения центра инерции, оба способа в конечном счете приводят к одной и той же системе уравнений планетного движения. Целесообразность такого сравнения обусловлена также тем, что при сопоставлении полученных в различных работах результатов нередко возникают путаница и несоответствие, связанные с указанной двойственностью определения координат Пуанкаре. Решением данной задачи мы надеемся внести больше ясности в теорию применения данной системы координат.

<sup>©</sup> Микрюков Д. В., 2022

Ниже астроцентрические координаты Пуанкаре мы будем всюду для краткости называть координатами Пуанкаре.

Рассмотрим в абсолютной инерциальной системе отсчета с началом в точке O движение N + 1 материальных точек  $Q_0, Q_1, \ldots, Q_N$  ( $N \ge 2$ ), имеющих массы соответственно  $\mathcal{M}_0, \mathcal{M}_1, \ldots, \mathcal{M}_N$ . Предполагается, что расстояние между двумя любыми точками всегда остается больше некоторого положительного числа (бесстолкновительное конфигурационное пространство). Если  $\mathcal{M}_0 \gg \mathcal{M}_1, \mathcal{M}_2, \ldots, \mathcal{M}_N$ , то мы получаем т. н. планетный вариант задачи нескольких тел (короче — планетная задача). Обычно считается, что масса «Солнца»  $Q_0$  превосходит массу каждой «планеты»  $Q_s, 1 \le s \le N$ , на три и более порядков.

Если движение планетной системы изучается в канонических элементах, то исходные уравнения движения естественно записать в гамильтоновом виде. Гамильтониан этих уравнений равен сумме кинетической и потенциальной энергий и имеет вид

$$\widetilde{\mathcal{H}} = \sum_{k=0}^{N} \frac{\Pi_k^2}{2\mathcal{M}_k} - \mathcal{G} \sum_{0 \le j < k \le N} \frac{\mathcal{M}_j \mathcal{M}_k}{|\boldsymbol{\rho}_j - \boldsymbol{\rho}_k|}.$$
(1)

Здесь абсолютные импульсы  $\Pi_s = \mathcal{M}_s \dot{\rho}_s$ , абсолютные координаты  $\rho_s$  задают положение точек относительно начала O, а  $\mathcal{G}$  — постоянная тяготения.

# Первое определение

Координаты Пуанкаре можно определить линейным унивалентным каноническим преобразованием

$$\mathbf{r}_{0} = \boldsymbol{\rho}_{0}, \qquad \mathbf{P}_{0} = \sum_{k=0}^{N} \boldsymbol{\Pi}_{k}, \qquad (2)$$
$$\mathbf{r}_{j} = \boldsymbol{\rho}_{j} - \boldsymbol{\rho}_{0}, \qquad \mathbf{P}_{j} = \boldsymbol{\Pi}_{j}, \qquad j = 1, 2, \dots, N,$$

исходных гамильтоновых переменных

$$\boldsymbol{\rho}_s, \boldsymbol{\Pi}_s, \qquad 0 \leqslant s \leqslant N. \tag{3}$$

Векторы  $\mathbf{r}_s$ ,  $1 \leq s \leq N$ , называются координатами Пуанкаре. Выразим из (2) старые переменные (3) через новые и подставим их в (1). Получим

$$\widetilde{\mathcal{H}} = \frac{\mathbf{P}_0^2}{2\mathcal{M}_0} - \frac{\mathbf{P}_0}{\mathcal{M}_0} \sum_{k=1}^N \mathbf{P}_k + \mathcal{H},\tag{4}$$

где

$$\begin{split} \mathcal{H} &= \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1, \\ \mathcal{H}_0 &= \sum_{s=1}^N \Bigl( \frac{\mathbf{P}_s^2}{2\mathcal{B}_s} - \frac{\mathcal{G}(\mathcal{M}_0 + \mathcal{M}_s)\mathcal{B}_s}{r_s} \Bigr), \\ \mathcal{H}_1 &= \sum_{1 \leqslant j < k \leqslant N} \Bigl( -\frac{\mathcal{G}\mathcal{M}_j\mathcal{M}_k}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k|} + \frac{\mathbf{P}_j\mathbf{P}_k}{\mathcal{M}_0} \Bigr), \\ \mathcal{B}_s &= \frac{\mathcal{M}_0\mathcal{M}_s}{\mathcal{M}_0 + \mathcal{M}_s}, \qquad r_s = |\mathbf{r}_s|. \end{split}$$

В итоге имеем уравнения движения в новых переменных

$$\dot{\mathbf{r}}_{0} = \frac{\mathbf{P}_{0}}{\mathcal{M}_{0}} - \frac{1}{\mathcal{M}_{0}} \sum_{s=1}^{N} \mathbf{P}_{s}, \qquad \dot{\mathbf{P}}_{0} = 0,$$

$$\dot{\mathbf{r}}_{s} = -\frac{\mathbf{P}_{0}}{\mathcal{M}_{0}} + \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{P}_{s}}, \qquad \dot{\mathbf{P}}_{s} = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{r}_{s}}, \qquad s = 1, 2, \dots, N.$$
(5)

Гамильтониан  $\tilde{\mathcal{H}}$  не зависит от  $\mathbf{r}_0$ , поэтому вектор  $\mathbf{P}_0$  — интеграл движения. При описании движения планет относительно Солнца (центральной звезды) можно без потери общности положить  $\mathbf{P}_0 = \mathbf{P}_0^{(0)} = 0$ , где  $\mathbf{P}_0^{(0)}$  — начальное значение  $\mathbf{P}_0$ . Действительно, вектор  $\mathbf{P}_0$  с точностью до массового множителя представляет собой скорость движения барицентра системы (относительно начала O) и этот вектор никак не связан с относительным движением точек. Условие  $\mathbf{P}_0 = 0$  приводит к разделению системы (5) на две подсистемы

$$\dot{\mathbf{r}}_0 = -\frac{1}{\mathcal{M}_0} \sum_{s=1}^N \mathbf{P}_s \tag{6}$$

И

$$\dot{\mathbf{r}}_s = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{P}_s}, \qquad \dot{\mathbf{P}}_s = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{r}_s}, \qquad 1 \leqslant s \leqslant N.$$
 (7)

Вторая подсистема уравнений (7), решающаяся независимо от первой (6), дает полное описание планетного движения. Определив из нее  $\mathbf{P}_s$ ,  $1 \leq s \leq N$ , можно далее из уравнений (6) получить текущие положение и скорость Солнца  $\mathcal{Q}_0$  в абсолютной системе координат.

## Второе определение

Преобразование (2) — не единственная каноническая замена исходных переменных (3), которой координаты Пуанкаре могут определяться. Рассмотрим унивалентное каноническое преобразование

$$\widetilde{\mathbf{r}}_{0} = \frac{1}{\widetilde{\mathcal{M}}} \sum_{k=0}^{N} \mathcal{M}_{k} \boldsymbol{\rho}_{k}, \qquad \widetilde{\mathbf{P}}_{0} = \sum_{k=0}^{N} \mathbf{\Pi}_{k},$$

$$\widetilde{\mathbf{r}}_{j} = \boldsymbol{\rho}_{j} - \boldsymbol{\rho}_{0}, \qquad \widetilde{\mathbf{P}}_{j} = \mathbf{\Pi}_{j} - \frac{\mathcal{M}_{j}}{\widetilde{\mathcal{M}}} \sum_{k=0}^{N} \mathbf{\Pi}_{k}, \qquad j = 1, 2, \dots, N.$$
(8)

Здесь  $\widetilde{\mathcal{M}} = \mathcal{M}_0 + \mathcal{M}_1 + \ldots + \mathcal{M}_N$ . Как и в случае преобразования (2), переменные (8) имеют простой физический смысл. Немного не очевиден лишь смысл векторов  $\widetilde{\mathbf{P}}_k$ ,  $1 \leq k \leq N$ . Покажем, что эти векторы являются барицентрическими импульсами планет. Продифференцируем по времени барицентрическое положение планеты  $\boldsymbol{\rho}_k - \widetilde{\mathbf{r}}_0$ . Полученную барицентрическую скорость  $\dot{\boldsymbol{\rho}}_k - \dot{\mathbf{r}}_0$  умножим на планетную массу  $\mathcal{M}_k$ :

$$\mathcal{M}_k(\dot{oldsymbol{
ho}}_k-\dot{\widetilde{\mathbf{r}}}_0)=\mathbf{\Pi}_k-rac{\mathcal{M}_k}{\widetilde{\mathcal{M}}}\widetilde{\mathbf{m}}\dot{\widetilde{\mathbf{r}}}_0=\mathbf{\Pi}_k-rac{\mathcal{M}_k}{\widetilde{\mathcal{M}}}\sum_{s=0}^N\mathbf{\Pi}_s.$$

Подстановка выраженных из (8) переменных (3) в исходное представление гамильтониана (1) после некоторых выкладок дает

$$\widetilde{\mathcal{H}} = \frac{\widetilde{\mathbf{P}}_0^2}{2\widetilde{\mathcal{M}}} + \mathcal{F},\tag{9}$$

где

$$\begin{split} \mathcal{F} &= \mathcal{F}_0 + \mathcal{F}_1, \\ \mathcal{F}_0 &= \sum_{s=1}^N \Bigl( \frac{\widetilde{\mathbf{P}}_s^2}{2\mathcal{B}_s} - \frac{\mathcal{G}(\mathcal{M}_0 + \mathcal{M}_s)\mathcal{B}_s}{\widetilde{r}_s} \Bigr), \qquad \widetilde{r}_s = |\widetilde{\mathbf{r}}_s| \\ \mathcal{F}_1 &= \sum_{1 \leq j < k \leq N} \Bigl( - \frac{\mathcal{G}\mathcal{M}_j\mathcal{M}_k}{|\widetilde{\mathbf{r}}_j - \widetilde{\mathbf{r}}_k|} + \frac{\widetilde{\mathbf{P}}_j\widetilde{\mathbf{P}}_k}{\mathcal{M}_0} \Bigr). \end{split}$$

В результате мы снова приходим к двум группам уравнений:

$$\dot{\tilde{\mathbf{r}}}_0 = \frac{\mathbf{P}_0}{\widetilde{\mathcal{M}}}, \qquad \dot{\widetilde{\mathbf{P}}}_0 = 0$$
 (10)

И

$$\dot{\widetilde{\mathbf{r}}}_s = \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \widetilde{\mathbf{P}}_s}, \qquad \dot{\widetilde{\mathbf{P}}}_s = -\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \widetilde{\mathbf{r}}_s}, \qquad 1 \leqslant s \leqslant N.$$
(11)

Вторая группа уравнений (11), аналогично системе (7), дает полное описание планетного движения. Первая группа (10) описывает движение барицентра (ср. с уравнениями для  $\mathbf{r}_0$  и  $\mathbf{P}_0$  в формулах (5)). Начальные значения  $\tilde{\mathbf{r}}_0^{(0)}$ ,  $\tilde{\mathbf{P}}_0^{(0)}$  можно задавать произвольно, они никак не влияют на поведение планетных векторов  $\tilde{\mathbf{r}}_s$ ,  $\tilde{\mathbf{P}}_s$ ,  $1 \leq s \leq N$ .

# Обсуждение результатов

Как показывают равенства (4) и (9), гамильтониан  $\mathcal{H}$  выражается через переменные (8) иначе, чем через переменные (2). Это вполне нормальная ситуация, так как (2) и (8) — это различные канонические подстановки. Однако функциональная зависимость величины  $\mathcal{H}$ от переменных (2) идентична функциональной зависимости  $\mathcal{F}$  от переменных (8) и это здесь является самым важным. Так как описание планетного движения полностью определяется либо  $\mathcal{H}$ , либо  $\mathcal{F}$  (см. соответственно уравнения (7) и (11)), то канонический набор (8), наряду с (2), также можно положить в основу определения координат Пуанкаре.

В литературе можно встретить оба определения. Например, в работах [1, 2] используется определение (2), а в работах [3, 4] авторы задают координаты Пуанкаре формулами (8). Сам Пуанкаре [5, раздел 26] определял астроцентрические координаты формулами (2). Оба определения приводят к одной и той же системе гамильтоновых уравнений планетного движения порядка 6N, к которой далее уже могут применяться стандартные методы теории возмущений.

Автор благодарен К. В. Холшевникову (1939-2021) за предложенную тему. Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант 19-72-10023).

- [1] Laskar J., Robutel P. Stability of the planetary three-body problem I. Expansion of the planetary Hamiltonian // Celest. Mech. Dyn. Astr. 1995. Vol. 62. P. 193-217.
- [2] Ferraz-Mello S., Micchtchenko T. A., Beaugé C. Regular motions in extra-solar panetary systems // Chaotic Worlds: From Order to Disorder in Gravitational N-Body Dynamical Systems / ed. by B. A. Steves, A. J. Maciejewski, M. Hendry. – Dordrecht : Springer, 2006. – Vol. 227. – P. 255.
- [3] Duncan M. J., Levison H. F., Lee M. H. A multiple time step symplectic algorithm for integrating close encounters // Astron. J. 1998. Vol. 116. P. 2067-2077.
- [4] Rein H., Hernandez D. M., Tamayo D. et al. Hybrid symplectic integrators for planetary dynamics // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2019. - Vol. 485. - P. 5490-5497.
- [5] Пуанкаре А. Лекции по небесной механике. М. : Наука, 1965.

## ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕЛЕСКОПА «СИНТЕЗ»

С. В. Назаров<sup>1</sup>, А. В. Харченко<sup>2</sup>

 $^{1}$ Крымская астрофизическая обсерватория РАН  $^{2}$ АО ЦНТЭЭ

В начале 2018 года было принято решение о создании на базе «Синтеза» полностью автоматического телескопа с новой оптикой, системой управления и веб-интерфейсом [1]. В 2021 году удалось приступить к наблюдениям на малом временном 350 мм телескопе, установленном на монтировке «Синтеза» для отработки программного обеспечения и системы управления.

В этой работе мы подводим промежуточные итоги первых научных наблюдений на малом телескопе.

#### FIRST RESULTS OF THE TELESCOPE «SINTEZ» S. V. Nazarov<sup>1</sup>, A. V. Kharchenko<sup>2</sup>

 $^{1}Crimean \ astrophysical \ observatory \ RAS$  $^{2}CNTEE \ JSC$ 

At the beginning of 2018, it was decided to create a fully automatic telescope based on  $\ll$ Sintez $\gg$  with new optics, a control system, and a web interface [1].

In 2021, it was possible to start observations on a small temporary 350 mm telescope installed on the «Sintez» mount for testing the software and control system.

This work summarizes the interim results of the first observations with a 350 mm telescope.

# Введение

В 2018 году сотрудниками Крымской астрофизической обсерватории было принято решение о создании на основе находящегося на консервации телескопа «Синтез» (АСТ-1200) нового автоматического инструмента с удаленным доступом через веб-интерфейс. К началу 2021 года удалось реализовать ряд технических и программных решений, позво-

ливших начать наблюдения на базе временного 350 мм телескопа. Основные параметры инструмента:

- Временный телескоп системы Ньютона, 350/1767 мм
- Телескоп-гид SVBONY 60/183 мм
- Основная камера QHY9S-M
- Камера-гид QHY-5L II М
- Реечный фокусирующий механизм с шаговым двигателем
- Управляемое колесо фильтров 7x1.25"Starlight Xpress
- Набор фотометрических фильтров Baader BVRI

# Исследование инструмента

Характеристики камеры QHY9S-M были изучены эмпирически. Шум считывания в разных биннингах:

<sup>©</sup> С. В. Назаров, А. В. Харченко, 2022
1x1 - 10.75 e 2x2 - 17.5 e 3x3 - 23.9 e 4x4 - 28.6 e

Темновой ток при -30 С: 0,03 e/s/pix.

Максимальная глубина потенциальной ямы при GAIN=0: 35 ке . Максимальная квантовая эффективность: 50%.

Тесты системы управления монтировкой дали типичную ошибку наведения около 5' по обеим осям. Система автоматического гидирования, управляемая программой PHD2, показывает среднеквадратичную ошибку 0, 5" на зенитных расстояниях не более 50 градусов. Наилучшее значение 0, 3" в околозенитных областях во второй половине ночи.

Поле зрения, определенное при помощи nova.astrometry.net, составило 35x26'. Предельная звездная величина на одиночном снимке в биннинге 2x2 с выдержкой 300 секунд на малых зенитных углах в безлунную ночь достигает  $20.5^m$ . Угловое разрешение 0, 63" на пиксель в биннинге 1x1.

Для оценки качества получаемых изображений был получен ряд кадров скопления M67 с типичными для нас экспозициями: 3x60, 3x120, 3x300, 3x600 секунд. Далее с целью определения фотометрической ошибки откалиброванные снимки обрабатывались программой Vast [2].

Худшие результаты показали изображения в фильтре В с экспозицией 60 секунд: ошибка 0, 1<sup>m</sup> для звезд 16<sup>m</sup>. Лучшие - в фильтрах V, R с экспозицией 600 секунд: ошибка 0, 1<sup>m</sup> для звезд 18<sup>m</sup>. Пример графика для одиночного кадра в фильтре R с выдержкой 300 секунд приведен на рисунке 1.



Рис. 1. Заивисмость ошибки измерения яркости от звездной величины. Одиночный кадр в фильтре R с выдержкой 300 секунд.

# Научные наблюдения

Хотя процесс создания нового телескопа еще далек от завершения, состояние системы управления уже позволяет проводить наблюдения.

Первая пробная научная работа, стартовавшая еще в конце 2020 года, это программа астрометрических наблюдений спутников Урана и Нептуна совместно с ГАО РАН [3]. Цель работы - исследование динамики и внутреннего строения ледяных гигантов и их спутников. Типичное время накопления 45 секунд, проницание 19<sup>m</sup>.

Снимки делались с включенной в экспериментальном режиме автогидирующей системой, что позволило компенсировать периодическую ошибку часового ведения.

Суммарно проведено более 170 наблюдений спутников Нептуна и более 500 - спутников Урана. Астрометрические ошибки около 50 mas.

Весь год проводились фотометрические и астрометрические наблюдения малых тел Солнечной системы, данные отправлены в Международный центр малых планет (MPC) [4], [5].

На протяжении трех ночей вёлся мониторинг послесвечения гамма-всплеска GRB 210610В. Объект надежно идентифицирован, по результатам измерений обнаружено падение яркости с 17 до 21<sup>m</sup> в фильтре R [6]. Полученные кривые блеска указывают на возможную сверхновую.

В ночь с 11 на 12 марта 2021го года несколько часов наблюдалась площадка вблизи противосолнечной точки с целью проверки возможности обнаружения неизвестных астероидов. Обработка рядов изображений позволила выявить несколько объектов, данные по которым отсутствовали в базе MPC.

Один из этих объектов был повторно найден 15 марта, что позволило уточнить его орбиту и отправить на регистрацию в МРС. Новый объект оказался астероидом главного пояса, ему присвоено временное обозначение 2021 ЕР5.

# Перспективы

В рамках модернизации телескопа будет налажено взаимодействие с датчиком облачности, настроена автоматическая калибровка и астрометрия кадров, реализовано автовосстановление работоспособности системы при сбоях.

В 2022 году запланирован ввод в строй второго приёмника на основе камеры QHY 600PM со значительно большим полем зрения, лучшей квантовой эффективностью, меньшими шумами и ускоренным считыванием кадра. Для установки второй камеры телескоп будет оснащён корректором, расширяющим рабочее поле зрения вплоть до 43мм по диагонали и увеличивающим светосилу на 15%.

Главным преимуществом «Синтеза» станет полная автоматизация: начало и завершение наблюдений по сигналам от метеодатчиков, возможность работы как по заранее заданному списку задач и алертам, так и онлайн-взаимодействие с веб-интерфейсом для удаленного доступа к телескопу.

Предполагаемая оптическая система главного телескопа – цельное параболическое или гиперболическое главное зеркало метрового размера с корректором и приёмником в прямом фокусе с аберрациями, укладывающимися в размер пикселя 9 микрон на поле зрения не менее 30'х30'.

Наблюдения на малом телескопе будут продолжены вплоть до создания метрового зеркала для основного телескопа. В планах фотометрический мониторинг ряда активных ядер галактик, катаклизмических переменных звезд, транзитов экзопланет, гамма-всплесков, фотометрические и астрометрические наблюдения астероидов, комет и спутников больших планет, поисковые работы.

Коллектив «Синтеза» работает над расширением сотрудничества с другими обсерваториями и приглашает коллег к реализации совместных наблюдательных программ.

# Библиографические ссылки

[1] Nazarov S.V., Kharchenko A. V., Krivenko A. S. Modernization of the telescope "Sintez" at the CrAO RAS // All-Russian scientific conference with international participation of

students and young scientists dedicated to the memory of Polina Evgenievna Zakharova "Astronomy and space exploration". -2021. - P. 145-148.

- [2] Sokolovsky K. V., Lebedev A. A. VaST: A variability search toolkit // Astronomy and Computing. - 2018. - Vol. 22. - P. 28-47. 1702.07715.
- [3] Bikulova D.A., Nazarov S. V., Khovrichev M. Yu. Astrometric observations of Uranian and Neptunian satellites with the Pulkovo and Crimean observatory telescopes in 2020 // All-Russian scientific conference with international participation of students and young scientists dedicated to the memory of Polina Evgenievna Zakharova "Astronomy and space exploration". — 2021. — P. 89–92.
- [4] Eglitis I., Cernis K., Nazarov S. et al. Observations and Orbits of Comets and a/ Objects // Minor Planet Electronic Circulars. — 2021. — Vol. 2021-A190.
- [5] Novichonok A., Zhornichenko A., Nazarov S. et al. Observations and Orbits of Comets and A/ Objects // Minor Planet Electronic Circulars. - 2021. - Vol. 2021-F20.
- [6] Pankov N., Nazarov S., Pozanenko A. et al. GRB 210610B: Sintez-Newton/CrAO optical observations // GRB Coordinates Network. - 2021. - Vol. 30988. - P. 1.

## О СИНХРОНИЗАЦИИ КОМПОНЕНТОВ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ТИПОВ

#### П. В. Пахомова

Институт астрономии РАН

В работе приводится сравнение двух различных подходов к исследованию времени синхронизации двойных систем на главной последовательности на основе наблюдательных данных. Найдено, что теория Зана лучше описывает наблюдательные данные, чем теория Тассуля. Результаты этого анализа будут востребованы для оценки вероятности синхронизации двойных систем, а также для выбора и наблюдения несинхронизированных систем.

## ON SYNCHRONYZATION IN EARLY SPECTRAL TYPE BINARIES

#### P. V. Pakhomova

Institute of Astronomy of Russian Academy of Sciences

A comparison of two different approaches to studying the synchronization time of binary systems on the main sequence is made in the paper. It is found that Zahn's approach better fits observational data than Tassoul's one. The results of this analysis will be in demand for estimating of probability that a given system is synchronized, and for selecting and observating of non-synchronized systems.

# Введение

Исследования орбитальной синхронизации в тесных двойных системах являются ценным источником данных о внутренней структуре компонентов, их эволюционном статусе, а также об условиях их образования. Эта область в настоящее время характеризуется конкуренцией двух наиболее популярных теорий орбитальной синхронизации и циркуляризации двойных систем с компонентами ранних спектральных типов. Масштабы времени синхронизации, описанные этими теориями, значительно различаются. При этом результаты работ, посвященных сравнению данных наблюдений с предсказаниями этих двух методов, не давали окончательных выводов в пользу той или иной теории.

# Синхронизация. Теоретические подходы

## Теория Зана

Теория синхронизации (и циркуляризации) в тесных двойных системах, разработанная в [1, 2], основана на механизме диссипации энергии через динамические приливы в неадиабатических поверхностных слоях звезд-компонентов. Время синхронизации  $t_Z$  в секундах, согласно [2], определяется как:

$$\frac{1}{t_Z} = 5 \cdot 2^{5/3} \sqrt{\frac{Gm}{R^3}} \frac{mR^2}{I} q^2 (1+q)^{5/6} E_2 (R/a)^{17/2}$$
(1)

 $<sup>\</sup>bigodot$ Пахомова П. В., 2022

Здесь m (кг), R (м) и a (м) – масса и радиус первичного компонента, а также большая полуось орбиты, соответственно, q – отношение масс компонентов. Постоянная приливного момента  $E_2$  и момент инерции (в величинах  $mR^2$ ) J приведены в [1], и эти параметры связаны с массой m ( $m_{\odot}$ ) уравнениями:

$$E_2 = 0.1185 \cdot 10^{-8} m^{2.981} \tag{2}$$

И

$$J \equiv \frac{I}{mR^2} = (-0.0072m^2 + 0.2684m + 7.189) \cdot 10^{-2}.$$
 (3)

## Теория Тассуля

Другая теория разработана в [3, 4] и основана на приливной диссипации кинетической энергии крупномасштабных меридиональных потоков. Согласно [3], время синхронизации  $t_T$  на порядок превосходит время замедления  $t_{sd}$ ,

$$t_T = 10t_{sd},\tag{4}$$

и в [3] предлагается следующая формула для оценки времени замедления в годах:

$$t_{sd} = 535 \frac{1+q}{q} \sqrt[4]{\frac{m^5 P^{11}}{10^N L}} R^{-3}.$$
 (5)

Здесь масса m, радиус R и светимость L первичного компонента выражены в солнечных единицах, q – отношение масс компонентов. Орбитальный период P выражен в днях.

Показатель степени N по сути является свободным параметром. Фактор  $10^N$  – это среднее значение числа Рейнольдса [4]. Фактор  $10^{-N/4}$  имеет первостепенное значение в уравнении (5), поскольку он описывает влияние эффектов турбулентности на механизм замедления вращения и, следовательно, на само время синхронизации. В случае двойных систем ранних спектральных типов, являющихся предметом данного исследования, ожидается, что N будет небольшим числом, поэтому для упрощения расчетов можно положить N = 0в уравнении (5). Однако в случае двойных более поздних типов неопределенность куда более существенна, поскольку значение N может быть довольно большим в турбулентной конвективной оболочке,  $N \approx 8 - 12$  [4]. В частности, в работе [4] обнаружено, что значение N = 10 вполне разумно для конвективной оболочки солнечного типа.

В соответствии с этими соображениями законно предположить N = 0 для звезд ранних типов (т.е.,  $m \ge 1.6$ , спектральный тип A8V и ранее, [5]). В данной работе берется N = 10для звезд типа G2V (m = 1) и используется грубая линейная интерполяция для N(m) в диапазоне 1.6 > m > 1.

## Описание методики

Масса, радиус и светимость оцениваются на основе спектрального класса из табличных данных, представленных в [6]. Время жизни звезды на главной последовательности оценивается из работы [7]. Далее вычисляется  $P_{\rm non}$  – вероятность того, что система с данным орбитальным периодом и спектральным типом не будет синхронизована, находясь на главной последовательности:

$$P_{\rm non} = t_{\rm syn} / \tau_{\rm MS},\tag{6}$$

где  $\tau_{\rm MS}$  – время жизни звезды на Главной Последовательности, а  $t_{\rm syn}$  – время синхронизации, вычисленное из (1) ( $t_Z$ , теория Зана) или (4) ( $t_T$ , теория Тассуля).

В вышеизложенных уравнениях сделано несколько упрощений. Во-первых, орбиты двойных систем считались круговыми e = 0. В случае эксцентрических орбит приливное взаимодействие больше в окрестности периастра. Соответственно, угловая скорость первичного компонента быстро синхронизируется с мгновенной орбитальной угловой скоростью в периастре. Отсюда следует, что время  $t_{sd}$  (5) является нижним пределом характерного времени псевдосинхронизации [3]. Во-вторых, массы компонентов полагались равными для всех систем (q = 1). Любое уменьшение q увеличивает время синхронизации.

# Результаты



Рис. 1. Синие точки: звезды, у которых орбитальный период превышает период осевого вращения больше, чем на  $3\sigma_P$  ( $\sigma_P$  - ошибка орбитального периода), т.е., заведомо несинхронизированные звезды. Серые точки - остальные звезды из списка. Красная и зеленая кривые представляют соответственно 10- и 90-процентную вероятность ( $P_{non}$ ) того, что звезда не синхронизована на Главной Последовательности в соответствии с теориями Тассуля (сплошные кривые) и Зана (пунктирные кривые). Спектральный класс (SpTc) кодируется следующим образом: 5 для O5, ..., 10 для B0, ..., 40 для G0

В этом разделе проведено сравнение результатов теоретических расчетов, полученных выше, с наблюдательными данными. В качестве последних были выбраны компоненты разделенных затменных систем с точными значениями параметров орбит и компонентов из каталога [8].

Каталог Торреса [8] содержит данные о 190 компонентах (95 систем), для 160 из которых значения скорости вращения  $v \sin i$  обоих компонентов известны и отличны от нуля.

Период осевого вращения (в днях) вычислялся согласно

$$P = 2\pi R / v \sin i,\tag{7}$$

где R - радиус звезды в км,  $v \sin i$  – скорость вращения в км/день.

Очевидно, уравнение (7) дает верхнюю оценку периода, поскольку угол наклона оси вращения *i* остается неизвестным. Однако, мы предполагаем, что ось вращения не сильно отклоняется от перпендикуляра к орбитальной плоскости, которая в этих системах, по определению, наблюдается с ребра или почти с ребра. Следовательно, оценка, даваемая уравнением (7), не должна сильно отличаться от реальной величины периода вращения.

Звезды с орбитальным периодом, превышающим период осевого вращения на  $3\sigma_P$ , считались заведомо несинхронизованными. На рис.1 изображены их положения относительно кривых, которые иллюстрируют вероятность "не-синхронизации"  $P_{non}$  (6), вычисленную из теорий Зана и Тассуля. Видно, что большинство объектов не синхронизованы в соответствии с теорией Зана, а теория Тассуля предполагает заметно более короткую шкалу времен синхронизации.

Таким образом, теория Зана лучше описывает большинство наблюдательных данных, что согласуется с выводами, сделанными ранее в работах [5], [9].

# Благодарности

Автор благодарит анонимного рецензента за ценные замечания, улучшившие работу.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 20-52-53009 ГФЕН(а).

- Zahn J. P. The dynamical tide in close binaries. // Astron. Astrophys. 1975. Vol. 41. -P. 329-344.
- Zahn J. P. Reprint of 1977A&A....57..383Z. Tidal friction in close binary stars. // Astron. Astrophys. - 1977. - Vol. 500. - P. 121-132.
- [4] Tassoul Jean-Louis. On Orbital Circularization in Detached Close Binaries // Astrophys. J. Lett. - 1988. - Vol. 324. - P. L71.
- [5] Khaliullin Kh. F., Khaliullina A. I. Determination of the axial rotation rate using apsidal motion for early-type eclipsing binaries // Mon. Not. R. Astron. Soc. – 2007. – Vol. 382, № 1. – P. 356–366.
- [6] Straižys V. Multicolor stellar photometry. Tucson : Pachart Pub. House, c1992., 1992.
- [7] Iben Jr., Icko. Stellar Evolution Within and off the Main Sequence // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1967. Vol. 5. P. 571.
- [8] Torres G., Andersen J., Giménez A. Accurate masses and radii of normal stars: modern results and applications // Astron. Astrophys. Rev. - 2010. - Vol. 18. - P. 67-126. 0908. 2624.
- [9] Khaliullin Kh. F., Khaliullina A. I. Synchronization and circularization in early-type binaries on main sequence // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2010. - Vol. 401, № 1. - P. 257-274.

## ИЗЛУЧЕНИЕ МОЛЕКУЛ В МОЛОДЫХ МАССИВНЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТАХ ИЗ RCW 120

#### К. В. Плакитина<sup>1</sup>, М. С. Кирсанова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт астрономии РАН

В работе представлены результаты наблюдений радиолиний молекул в горячих ядрах молекулярного облака RCW 120: метанола (CH<sub>3</sub>OH), метилцианида (CH<sub>3</sub>CN) и метилацетилена (CH<sub>3</sub>CCH). Эти молекулы синтезируются в основном на пылинках и появляются в плотном газе в результате реактивной десорбции или термического испарения. Благодаря тому, что спектры этих переходов представляют собой серии линий, они позволяют определить температуру возбуждения излучения в среде и другие физические условия.

### MOLECULAR EMISSION FROM YOUNG MASSIVE STELLAR OBJECTS IN RCW 120

#### K. V. Plakitina<sup>1</sup>, M. S. Kirsanova<sup>1</sup>

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

The paper presents the results of observations of radio lines of molecules in the hot cores of the RCW 120 molecular cloud: methanol (CH<sub>3</sub>OH), methyl cyanide (CH<sub>3</sub>CN), and methyl acetylene (CH<sub>3</sub>CCH). These molecules are synthesized mainly on dust grains and appear in dense gas as a result of reactive desorption or thermal evaporation. Due to the fact that the spectra of these transitions are series of lines, they make it possible to determine the temperature of radiation excitation in the medium and other physical conditions.

# Введение

Как известно, звезды формируются в плотных ядрах молекулярных облаков. Принято считать, что молодые массивные протозвезды окружает компактная оболочка (≤ 0.1 пк) из плотного (≥ 10<sup>7</sup> см<sup>-3</sup>) нагретого (≥ 100 К) молекулярного газа, которая формируется в процессе образования протозвезды — т. н. горячее ядро [1]. В результате нагрева среды происходит испарение мантий с поверхности пылинок, и различные молекулы, в том числе и органические, оказываются в газовой фазе. Обычно горячие ядра идентифицируются по вращательным переходам достаточно редких многоатомных молекул, которые можно зарегистрировать методами наземной радиоастрономии.

Одной из наиболее интересных для исследования областей образования массивных звезд, вследствие ее близости (~ 1.3 кпк) и относительно простой морфологии, является область RCW 120, которая представляет собой зону ионизованного водорода (HII) диаметром ок. ~ 2 пк. Предположительно, расширяющаяся зона HII инициировала образование массивных звезд на границе с фронтом ионизации [2], [3]. Наиболее массивный и плотный газо-пылевой сгусток находится на юго-западной границе RCW 120, он примыкает к фронту ионизации и в нем найдены 6 массивных молодых звездных объектов. В этой работе рассматриваются два наиболее массивных молодых звездных объекта (M3O) в этом сгустке — ядро 1 и ядро 2, см. [4], где приводятся также массы объектов. Масса наиболее массивного из M3O, ядра 2, составляет 8 –  $10M_{\odot}$ .

<sup>©</sup> Плакитина К. В., Кирсанова М. С., 2022

Данные M3O представляют интерес для исследования начальной стадии процесса формирования массивных звезд. В ядре 2 обнаружены высоковозбужденные линии CH<sub>3</sub>CN, что указывает на присутствие горячего газа в области [5]. Однако содержание молекул CH<sub>3</sub>OH, CS, SO<sub>2</sub> и CH<sub>3</sub>CN довольно мало по сравнению с типичными обилиями на стадии горячего ядра. Поэтому авторы предположили, что ядро 2 находится в самом начале фазы прогрева, предшествующей установлению условий, в которых наблюдается химические обилия, свойственные другим горячим молекулярным ядрам. В ядре 1 излучение CH<sub>3</sub>CN не наблюдается, что может свидетельствовать о еще более ранней стадии звездообразования в нем.

Для определения температуры и плотности газа в M3O в начале стадии горячего ядра нами были проведены наблюдения спектральных линий специфических молекултрассеров физических условий в плотном газе. Были выбраны спектральные линии метанола (CH<sub>3</sub>OH), метилцианида (CH<sub>3</sub>CN) и метилацетилена (CH<sub>3</sub>CCH). Эти молекулы синтезируются в основном на пылинках и появляются в плотном газе в результате реактивной десорбции или термического испарения. Мы наблюдали серии этих линий, что в дальнейшем поможет нам определить температуру и плотность газа несколькими независимыми способами и сделать вывод об условиях возбуждения излучения этих молекул в горячих ядрах.

# Наблюдения

Наблюдения были проведены в сентябре 2021 года на 12-метровом телескопе APEX. Для наблюдений был использован приемник NFLASH320 со спектральным разрешением 0.3 км/с, широкая полоса приема которого позволила нам провести наблюдения следующих линий в два этапа: CH<sub>3</sub>CN( $12_K-11_K$ ), CH<sub>3</sub>CCH( $13_K-12_K$ ), SiO(5–4), H<sub>2</sub>CO(3–2) и CH<sub>3</sub>OH( $5_K-4_K$ ), C<sup>34</sup>S(5–4) и CH<sub>3</sub>CN( $11_K-10_K$ ), CH<sub>3</sub>CCH( $12_K-11_K$ ), H<sub>2</sub>C<sup>18</sup>O(3–2) и SiO(6– 5) на длине волны 1 мм. Для картирования была выбрала область размером 140" × 85" в направлении на массивный сгусток молекулярного газа на юго-западе области HII RCW 120. Наблюдения проводились в хороших и стабильных погодных условиях, поэтому полученные данные обладают типичным уровнем шума в 20 мК.

# Результаты

На рис. 1 представлены карты интегральной интенсивности излучения молекул в линиях <sup>13</sup>CO(2–1), CH<sub>3</sub>OH (5<sub>K</sub>–4<sub>K</sub>), CH<sub>3</sub>CCH(12<sub>K</sub>–11<sub>K</sub>) и CH<sub>3</sub>CN(12<sub>K</sub>–11<sub>K</sub>). Для молекул метилцианида, метилацетилена и метанола карты интегральной интенсивности представлены по всем линиям серии. Видно, что интенсивность излучения в линии <sup>13</sup>CO(2– 1) широкой полосой простирается с северо-запада на юго-восток и параллельно фронту ионизации. Контурами на рисунке показано излучение холодной пыли на длине волны 870 мкм в массивном плотном сгустке. Распределение излучения холодной пыли не полностью совпадает с распределением интенсивности в линии <sup>13</sup>CO(2–1), а именно яркие линии наблюдаются за пределами контуров на 870 мкм. Этот факт говорит в пользу влияния высокоэнергичных фотонов от области НІІ на возбуждение линии <sup>13</sup>CO(2–1) в объекте.

Напротив, распределение интенсивности в линиях сложных молекул CH<sub>3</sub>OH, CH<sub>3</sub>CCH и CH<sub>3</sub>CN повторяет распределение пыли. Наиболее яркие линии метанола наблюдаются в направлении на массивные молодые звездные объекты — ядра 1 и 2, в последнем наблюдается максимум излучения во всех наблюдавшихся линиях. Интересно, что в направлении ядер 9, 10 и 39 пиков излучения ни в линиях метанола, ни в линиях других

молекул не обнаружено. В линиях излучения молекул CH<sub>3</sub>CCH и CH<sub>3</sub>CN наблюдается одиночный пик только в направлении на ядро 2.



Рис. 1. Карты интегральной интенсивности излучения молекул в направлении на RCW 120. Черный контур показывает излучение холодной пыли на длине волны 870 мкм. Звездочками обозначены молодые массивные звездные объекты, номер соответствует списку из работы [4]. Размер звездочки пропорционален массе объекта

# Заключение

Проведены наблюдения радиолиний молекул в направлении плотного молекулярного сгустка с молодыми массивными звездными объектами на границе области HII RCW 120.

Наблюдения проводились на длине волны 1 мм. Обнаружены яркие серии линий  $CH_3CN(12_K-11_K)$ ,  $CH_3CCH(12_K-11_K)$  и  $CH_3OH(5_K-4_K)$  с пиками излучения в направлении на наиболее массивное ядро 2, а также линия <sup>13</sup>CO(2–1), распределение излучения которой отслеживает границу между ионизованной и молекулярной областями в RCW 120.

- Kurtz S., Cesaroni R., Churchwell E. et al. Hot Molecular Cores and the Earliest Phases of High-Mass Star Formation // Protostars and Planets IV / ed. by V. Mannings, A. P. Boss, S. S. Russell. – 2000. – P. 299–326.
- [2] Zavagno A., Pomarès M., Deharveng L. et al. Astrophysics Triggered star formation on the borders of the Galactic H II region RCW 120 // A&A. 2007. Vol. 472. P. 835-846.
- [3] Deharveng L., Zavagno A., Schuller F. et al. Astrophysics Star formation around RCW 120, the perfect bubble // A&A. 2009. Vol. 496. P. 177-190.
- [4] Figueira M., Bronfman L., Zavagno A. et al. ALMA observations of RCW 120 Fragmentation at 0.01 pc scale // A&A. 2018. Vol. 616. P. 10.
- [5] Kirsanova M. S., Salii S. V., Kalenskii S. V. et al. The warm-up phase in massive starforming cores around RCW 120 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2021. – Vol. 503, iss. 1. – P. 633–642.

#### ОЦЕНКИ ТРАЕКТОРИИ ДЛЯ НЕДАВНИХ ИМПАКТОВ НА МАРСЕ

Е. Д. Подобная<sup>1</sup>, О. П. Попова<sup>1</sup>, Д. О. Глазачев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт динамики геосфер РАН им.академика М .А. Садовского

Анализ небольших кратеров и кластеров кратеров на Марсе дает возможность исследовать популяцию метеороидов, попадающих в атмосферу планеты, и изучать детали фрагментации метеороидов, которые трудно выявить в земных условиях. Ранее было предложено описание модели кластера с помощью эллипсов рассеяния, что позволяет определить параметры траектории ударника. Проведенное построение эллипсов рассеяния и сравнение с кратерными выбросами дает возможность оценить точность и выявляет некоторые проблемы этого подхода.

## TRAJECTORY ESTIMATION FOR FRESH IMPACTS ON MARS

E. D. Podobnaya<sup>1</sup>, O. P. Popova<sup>1</sup>, D. O. Glazachev<sup>1</sup> <sup>1</sup>Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics RAS

The study of small craters and crater clusters on Mars makes it possible to study the population of meteoroids that enter the planet's atmosphere, and to examine the details of meteoroid fragmentation that are hard to detect in terrestrial conditions. It was suggested earlier that the description of a cluster model with a scattering ellipse allows one to estimate the meteoroids' trajectory. Construction of scattering ellipses and comparison with crater ejecta gives an opportunity to evaluate the accuracy and find out some problems of this approach.

# Введение

В течение последних лет на Марсе было обнаружено около 700 недавно образовавшихся мест падения метеороидов [1–3], приведших к образованию одиночных кратеров и кратерных полей, с размерами кратеров от 1 до 50 м.

Благодаря разреженной (в сравнении с Землей) атмосфере Марса, падающие метеороиды меньше фрагментируют, но при этом около 50% метеороидов разрушаются в марсианской атмосфере и образуют кратерные поля (скопления кратеров, кластеры кратеров) [2–4]. На Земле, как правило, метеороиды наблюдаются во время короткого пролета через атмосферу, и только в редких случаях их фрагменты находят в виде метеоритов. Оценки свойств метеороидов зависят от используемых моделей фрагментации, откалиброванных на относительно небольшом числе событий. Поскольку плотность поверхности у поверхности Марса соответствует примерно 30 км высоте в земной атмосфере, то кратерные поля рассеяния на поверхности Марса дают уникальную возможность увидеть результаты менее существенной фрагментации, нежели в случае земных условий. Анализ наблюдений земных суперболидов дает возможность предположить, что в 40 — 50% случаев аналогичные объекты привели бы к образованию кратерных полей на Марсе [4].

<sup>©</sup> Подобная Е. Д., Попова О. П., Глазачев Д. О., 2022

# Эллипсы рассеяния

В данной работе использовались данные по 69 кратерным полям (кластерам), которые содержат от 4 до 465 отдельных кратеров [2, 3]. Минимальный размер кратеров в кластерах составляет около 1 м, что обусловлено разрешением используемых камер, максимальный размер — 25 м. Сотношения подобия связывают размер кратера с размером ударника [5], и дают возможность оценить размеры ударников с точностью до 2х раз [6]. Большинство метеороидов, образовавших кластеры, довольно небольшие, 0.2 — 3 м в диаметре [6]. На Земле такие тела отслеживаются болидными сетями и спутниковой системой регистрации.

Характеристики поля рассеяния или кластер кратеров зависят от многих факторов, включая размер ударника, его прочность и прочность его фрагментов, плотность, характер разрушения и других [7]. Исследование кластеров может дать возможность определить эти характеристики. Подбор минимального эллипса рассеяния – один из первых подходов к описанию кластеров. Опираясь на оценку параметров эллипса рассеяния, можно оценить азимут траектории метеороида и угол его входа в атмосферу [3].

Нами рассматривались различные методы поиска эллипса минимальной площади, описывающего кратерное поле рассеяния, из которых были выбраны два лучших по покрытию поля рассеяния. Первым является алгоритм поиска минимального покрывающего эллипса (Minimal Volume Ellipsoid) [8], использованный в предыдущих оценках [3]. Второй метод — построение эллипса, покрывающего заданное число точек в заданном наборе, с помощью специальной функции в программе Wolfram Mathematica. Оба метода были направлены на поиск минимального по площади эллипса, покрывающего 90% кратеров в кластере, поскольку предполагается, что наблюдаемое количество кратеров может быть неполным в виду погрешностей при получении данных. Данные методы применялись для 55 рассматриваемых кластеров, содержащих более 5 кратеров.

Полученные оценки сравнивались с ранее опубликованными результатами [3]. Все рассмотренные методы показывают примерно одинаковое значение азимута траектории метеороидов, образовавших рассматриваемые кластеры, различие составляет не более 15°в большинстве случаев. Угол входа метеороида в атмосферу определяется из отношения полуосей эллипса рассеяния, его оценки для различных методов отличаются не более, чем на 15°от оценок, представленных в работе [3]. Сравнение эллипсов рассеяния (по числу покрываемых кратеров и по площади), полученных с помощью разных методов, показывает, что построенные эллипсы рассеяния примерно в 1.4 —1.7 раз больше ранее опубликованных оценок [3].

Алгоритмы построения эллипсов рассеяния были применены к данным о фрагментации двух метеороидов на Земле — метеоритов Озерки и Челябинск [6]. Было показано, что можно довольно точно оценить азимут и угол входа для крупных фрагментов при косом ударе, падение которых мало зависит от ветра. Поле рассеяния мелких фрагментов метеороида с почти вертикальной траекторией входа определяется в основном ветровым сносом.

# Выбросы из кратера

Выбросы из кратера в некоторых случаях дают возможность оценить направление полета. При косых ударах выбросы из образующегося кратера распределены ассиметрично, и более выражены по направлению полета [9]. Кроме того, в некоторых случаях для определения азимута можно использовать пылевые следы на поверхности Марса - параболические элементы, которые рассматриваются как поверхностные записи взаимодействия атмосферных ударных волн [10, 11]. Изображения Марса, представленные проектом HiRISE (High Resolution Imaging Science Experiment) позволяют детально рассмотреть выбросы кратеров для ряда кластеров и найти соответствующие направления азимутов.

Оценки азимутов по выбросам из кратеров были получены для 42 из 55 рассмотренных кластеров. Примеры сравнения траектории метеороида для двух различных кластеров показаны на Рис. 1.



Рис. 1. Изображения, полученные проектом HiRISE для двух кластеров. Стрелки показывают направление полета метеороида, полученное с помощью эллипса рассеяния (черная стрелка) и по расположению выбросов из кратера (белая стрелка). А: Кластер ESP\_024646\_1890. В: Cluster ESP\_026009\_1920.

Направление полета, определяемое выбросами, сравнивалось с оценками, полученными по эллипсам рассеяния. Кластер ESP\_024646\_1890 (Рис. 1А) демонстрирует хорошую корреляцию оценок азимута: азимут, полученный по эллипсам рассеяния составляет 340°, тогда как исходя из расположения выбросов направление полета составляет 330°. Оценки, полученные для кластера ESP\_026009\_1920 (Рис. 1В) различаются на 70°, то есть полученные оценки направления полета расположены практически перпендикулярно.

Сравнение получившихся по выбросам из кратера оценок угла проекции траектории коррелирует с оценками этого угла, рассчитанными по эллипсу рассеяния для 80% кластеров. Для половины из этих 80% случаев направление полета не совпадает. В остальных 20% кластеров выбросы направлены перпендикулярно большой оси эллипса рассеяния.Это показывает необходимость рассмотрения других методов определения направления полета. Следующим шагом будет моделирование полей рассеяния.

# Заключение

Исследование кластеров может дать возможность определить различные характеристики метеороидов, включая размер ударника, характер его фрагментации, прочность и т.д. Одним из первых подходов к описанию кластера является построение эллипса рассеяния, полуоси которого, как предполагают [3], дают возможность оценить азимут траектории метеороида и угол его входа в атмосферу. Использование различных алгоритмов построения эллипса рассеяния показало хорошее совпадение параметров эллипсов рассеяния (площадь и процент покрытия кластера) оценок параметров входа метеороидов в атмосферу (угол входа и азимут) с первоначальной оценкой [3]. Применение этих же методов к земным полям рассеяния двух недавних падений метеоритов показало, что возможности оценки азимута и угла входа по эллипсу рассеяния сильно ограничены. Сопоставление азимутов траекторий, полученных по эллипсам рассеяния для марсианских кратеров, с направлениями полета метеороида, оцененными по выбросам из кратера, показало, что между ними возможны значительные расхождения. Требуются дальнейшие исследования для получения более точных оценок траектории метеороидов и других их свойств.

- Malin M. C., Edgett K. S., Posiolova L. V. et al. Catalog of new impact sites on Mars formed May 1999-March 2006. Malin Space Science Systems. - Inc., San Diego, California. - 2006. https://www.msss.com/mars\_images/moc/2006/12/06/ craters/Crater\_Catalog\_2006.pdf.
- [2] Daubar I. J., McEwen A. S., Byrne S. et al. The current Martian cratering rate : Lunar and Planetary Science Conference. 2010. Vol. 1533. P. 1978.
- [3] Daubar I. J., Banks M. E., Schmerr N. C., Golombek M. P. Recently formed crater clusters on Mars // J. Geophys. Res. – 2019. – Vol. 124, № 4. – P. 958–969.
- [4] Hartmann W. K., Daubar I. J., Popova O. P., Joseph Emily C. S. Martian cratering 12. Utilizing primary crater clusters to study crater populations and meteoroid properties // Meteoritics & Planetary Science. - 2018. - Vol. 53, № 4. - P. 672-686.
- [5] Holsapple K. A., Housen K. R. A crater and its ejecta: An interpretation of Deep Impact // Icarus. - 2007. - Vol. 191, № 2. - P. 586-597.
- [6] Подобная Е. Д., Попова О. П., Глазачев Д. О. Эллипсы рассеяния для недавно образованных кластеров кратеров на Марсе // Динамические процессы в геосферах. Выпуск 12. Москва, 2020. С. 172.
- [7] Ivanov B. A., Melosh H. J., McEwen A. S., Team HiRISE. Small impact crater clusters in high resolution HiRISE images // Lunar and Planetary Science Conference. — 2008. — P. 1221.
- [8] Oliker N., Ostfeld A. Minimum volume ellipsoid classification model for contamination event detection in water distribution systems // Environmental modelling & software. - 2014. --Vol. 57. - P. 1–12.
- [9] Shuvalov V. V. Ejecta deposition after oblique impacts: An influence of impact scale // Meteoritics & Planetary Science. - 2011. - Vol. 46, № 11. - P. 1713-1718.
- [10] Ivanov B. A., Melosh H. J., McEwen A. S., Team HiRISE. New small impact craters in high resolution HiRISE images-III : Lunar and Planetary Science Conference. – 2010. – P. 2020.
- [11] Burleigh K. J., Melosh H. J., Tornabene L. L. et al. Impact airblast triggers dust avalanches on Mars // Icarus. - 2012. - Vol. 217, № 1. - P. 194-201.

## ОБРАБОТКА СПУТНИКОВЫХ СНИМКОВ В ПРОГРАММНОМ КОМПЛЕКСЕ ENVI ДЛЯ МОНИТОРИНГА СОСТОЯНИЯ РАСТИТЕЛЬНОГО ПОКРОВА

#### И. П. Попов, Т. И. Левитская, Т. А. Радченко

Уральский федеральный университет

В данной работе описана обработка космического мультиспектрального снимка Landsat 8 в программном комплексе ENVI. Объектом исследования выступает рекультивируемый зольный отвал Верхнетагильской ГРЭС. В программном комплексе ENVI снимок был использован для проведения контролируемой классификации с целью последующего определения характера восстановления нарушенной территории. В результате после дешифрирования были получены векторные слои различных видов объектов, имеющихся на данной территории, а именно 6 групп.

## PROCESSING OF SATELLITE IMAGES IN THE ENVI SOFTWARE FOR MONITORING THE CONDITION OF CROP

I. P. Popov, T. I. Levitskaya, T. A. Padchenko Ural Federal University

This paper describes the processing of the Landsat 8 multispectral satellite image in the ENVI software package. The object of the study is the reclaimed ash dump of the Verkhnetagilskaya SDPP. In the ENVI software package, the image was processed for a supervised classification to subsequently determine the nature of the restoration of the disturbed territory. As a result, after interpretation, vector layers of various types of objects available in this territory were obtained, namely 6 groups.

# Введение

Использование данных дистанционного зондирования Земли для исследования загрязненных территорий существенно расширяет возможности по мониторингу территорий и оперативных действий при чрезвычайных ситуациях. Многоспектральные спутниковые снимки облегчают дешифрирование изменений путем комбинаций спектральных каналов снимка и их последующей обработке в специализированном программном обеспечении. В роли такой программы может выступать программный комплекс ENVI, данная программа обладает большим функционалом по обработке снимков. Создание тематических карт по классифицированным данным обеспечивает наглядное представление сложившийся ситуации для специалистов и неспециалистов других профилей.

# Исходные данные

В программном комплексе ENVI был обработан мультиспектральный космический снимок со спутника Landsat 8. Снимок включал в себя территорию зольного отвала №1 Верхнетагильской ГРЭС, находящийся в городе Верхний Тагил Свердловской области.

<sup>©</sup> Попов И. П., Левитская Т. И., Радченко Т. А., 2022

Поиск снимка осуществлялся на платформе по бесплатному предоставлению космических снимков Геологической службы США [1]. Для проведения экологического мониторинга был выбран спутник Landsat 8, что позволяло подобрать наиболее подходящий снимок по сезону и по облачности.

При поиске изображения использовались следующие параметры: промежуток дат — 01.05.2013-01.05.2021 гг.; месяцы без снегового покрова; облачность не имела значения. В результате снимок выбирался методом визуального дешифрирования. Главным критерием была четкая читаемость зольного отвала, он не должен был быть под облаком или же в тени облака. Предпочтение отдавалась летним снимком, так как вегетация растительности в это время года максимальна, и снимкам, сделанным по времени ближе к исследованию. Выбранный снимок: Landsat 8 OLI/TIRS, дата снимка 27.07.2020 г., разрешение 30 м на пиксел.

# Работа в программном комплексе ENVI

После загрузки выбранных снимков в программный комплекс ENVI, необходимо создать спектральное изображение из ранее полученных снимков для его подготовки к последующему процессу дешифрирования. Для этого выбирались наиболее подходящие комбинации каналов, в которых хорошо бы выделялась растительность при визуальном просмотре. В итоге была выбрана комбинация 6-4-3-2 (средний инфракрасный, синий, зеленый, красный). Инфракрасный канал хорошо выделяет объекты гидрографии, так как вода поглощает инфракрасное излучение. Остальные комбинации хорошо выделяют структуру леса и его контраст с низкотравной растительностью. Для удобства работы при помощи инструмента Spatial Subset изображение было ограничено интересующей территорией. Дальнейшая работа с фрагментом снимка уменьшит время классификации, так как этот процесс очень продолжительный и энергозатратный.

Прежде чем выполнить классификацию, необходимо было залать таблицу классификатора для проведения автоматического дешифрирования данного снимка. Для этого в ENVI используется средство ROI (Region of Interest). В нем выбираются обучающие объекты для контролируемой классификации. Каждому элементу инструмента соотносится объект снимка определенного фона, он определяется своим цветом и районом. Объектами классификации выступают: высокоствольный лес, поросль леса, травянистая растительность, влаголюбивая растительность, объекты гидрографии и антропогенные объекты — они же формируют одноименные классы. Данные классы в таблице ROI Tool имеют названия, цвет и количество обучающих объектов.

Используя таблицу классификатора, можно провести автоматическое дешифрирование. В ENVI для этого встроено несколько способов классификации. После проведения классификации всеми способами был выбран самый оптимальный для решения поставленной задачи по передачи растительности на территории золоотвала — метод Maximum Likelihood («Максимального Правдоподобия») [2]. Этот метод показал себя наиболее правдоподобно информативным по сравнению с другими, представленными в программе. При Maximum Likelihood не захватывались огромные площади пикселов, что позволило детальнее разбить растительность, это видно на рисунке. На нем черным контуром выделена территория золоотвала ВТГРЭС. Зеленым цветом обозначен высокоствольный лес. Бирюзовым — поросль леса. Желтым — травянистая растительность. Пурпурным — влаголюбивая растительность. Синим — объекты гидрографии. Красным — антропогенные объекты (дороги, карьеры, промышленные и жилые зоны).

Полученные данные можно вывести из программы ENVI в виде изображения формата GeoTiff, что не потребует привязки, или в виде векторных слоев. Их можно использовать



Рис. 1. Итог классификации снимка

для составления тематической карты-схемы территории и анализу в геоинформационной системе, например MapInfo.

# Заключение

На основе спутникового снимка Landsat 8 были рассмотрены возможности программного комплекса ENVI по использованию многоспектральных снимков для экологического мониторинга техногенных объектов.

При сравнении полученного изображения с топографической картой O-40-096 масштаба 1:100000 с состоянием местности на 1974–1984 гг. [3] можно сделать следующие выводы. На данной топографической карте территория шлакового отвала полностью нарушена, присутствуют лишь малые участки лесной растительности вдоль автодороги с покрытием. Когда как на раннее полученном изображении можно четко пронаблюдать залесение территории и зарастание луговой растительностью после проведенной рекультивации.

Эти данные подтверждают полевые исследования, проведенные Департаментом наук о Земле и космосе Уральского федерального университета. Ими было проведено геоботаническое исследование на контрольных участках золоотвала №1 Верхнетагильской ГРЭС. В ходе которого было установлено, что в процессе самозарастания за 50 лет на нерекультивируемых участках полос золы формируются лесные фитоценозы с преобладанием мелколиственных древесных пород, с небольшой примесью хвойных. Данные лесные сообщества имеют близкий видовой состав основных лесообразующих пород, несколько различаются по долевому участию отдельных видов и характеризуются довольно сложной вертикальной структурой. В древостое преобладают осина и два вида березы. Травяно-кустарничковый ярус на всех изученных лесных участках на золе разрежен, мохово-лишайниковый покров выражен слабо.

Для проведения экологического мониторинга такого масштаба необходимо использовать снимки сверхвысокого разрешения, порядка 0.5 м на пиксел [4]. Но ввиду их отсутствия в свободном доступе и дороговизны приобретения было принято решение использовать геопорталы с предоставлением бесплатных космоснимков более низкого разрешения — 30 м на пиксел. В результате классификация на снимке среднего разрешения недостаточно детальная для подробного мониторинга в экологических целях объекта такой площади (2.135 кв.км) и раздробленности, и носит скорее общеознакомительный характер. Некоторые пикселы по спектру довольно одинаковы у разных объектов классификатора, что затрудняет их классификацию. При этом программный комплекс ENVI справился с положенной на него задачей по классификации космоснимка такого масштаба и выборкой определенных объектов классификатора.

- [1] Геопортал Геологической службы США. https://earthexplorer.usgs.gov/.
- [2] Заречнева А. И. Анализ состояния древостоев по данным дистанционного зондирования Pecypc-П. http://elib.sfu-kras.ru/handle/2311/28106. 2016.
- [3] Топографические карты Генштаба, ГосГисЦентра. Фрагмент топографической карты Генштаба О-40-096. https://satmaps.info/.
- [4] Малышева Н. В. Автоматизированное дешифрирование аэрокосмических изображений лесных насаждений. М., 2012.

### КИНЕМАТИКА ДИСКА ГАЛАКТИКИ ПО ДАННЫМ О РАССЕЯННЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЯХ

#### М. Э. Попова

Уральский федеральный университет

Исследована зависимость кинематических свойств подсистем рассеянных скоплений Галактики от их возрастов. Получено, что частота вращения Галактики в окрестностях Солнца уменьшается от 25 до 20 км/с/кпк для интервала возраста  $\log T$  от 6.6 до 9.8. Не наблюдается разделение рассеянных скоплений на объекты толстого и тонкого дисков. По кривым вращения Галактики для разных возрастных интервалов на галактоцентрическом расстоянии от 6.5 до 12.5 кпк получено, что более старые РЗС вращаются медленнее, чем молодые, и показывают большую среднюю дисперсию остаточных скоростей.

# THE GALAXY DISK KINEMATICS BASED ON OPEN STAR CLUSTER DATA

#### M. E. Popova

Ural Federal University

The dependence of the kinematic properties versus ages of open star cluster subsystems has been investigated. It was found that the angular velocity of the Galactic disk in the solar vicinity decreased from 25 to 20 km/s/kpc for the age interval  $\log T$  from 6.6 to 9.8. No segregation of open clusters into thick and thin disks was revealed. Based on the rotation curves of the Galaxy constructed for different age intervals at galactocentric distances from 6.5 to 12.5 kpc, it was recieved that older open star clusters rotate slower than younger ones and show a larger mean dispersion of residual velocities.

# Введение

Наша Галактика, несомненно, является эволюционирующим объектом. Особенно это касается диска Галактики, где идут процессы современного звездообразования, связанные с таким проявлением нестационарности, как волны плотности. Эволюционные процессы должны проявляться и в кинематических характеристиках подсистем диска Галактики, в частности рассеянных звездных скоплений (далее P3C). Целью работы было нахождение зависимости кинематических свойств объектов от их возраста.

# Выборка

В работе использованы современные данные о РЗС, собранные в "Однородном каталоге параметров РЗС" [1], существенно дополненном скоплениями по данным Gaia [2]. 794 скопления каталога имеют лучевые скорости, как выбранные из литературы, так и полученные по данным Gaia DR2 [3]. Все скопления имеют определения собственных движений и могут быть использованы в кинематических исследованиях.

Большое число РЗС в выборке позволило разделить выборку на шесть возрастных интервалов. Данные интервалов приведены в таблице 1.

<sup>©</sup> Попова М. Э., 2022

Интервал возраста	Средний возраст	Количество скоплений	
6.6 - 7.0	6.85	53	
7.0 - 7.5	7.24	129	
7.5 - 8.0	7.74	135	
8.0 - 8.5	8.24	154	
8.5 - 9.0	8.74	176	
9.0 - 9.8	9.25	147	

Таблица 1. Данные используемой выборки

Лучевые и тангенциальные скорости скоплений были исправлены за движение Солнца. Компоненты движения Солнца принимались равными  $U_0 = 11.1 \text{ км/c}, V_0 = 15.1 \text{ км/c}, W_0 = 7.1 \text{ км/c},$  полученные по данным о молодых объектах диска [4]. Расстояние Солнца от центра Галактики  $R_0$  принято равным 8.32 кпк [5]. Из рассмотрения исключены 7 скоплений с экстремальными расстояниями от центра Галактики (ближе 5.0 кпк и дальше 15.0 кпк).

# Угловая скорость вращения Галактики в окрестностях Солнца

Угловая скорость вращения Солнца вокруг центра Галактики относительно каждого P3C оценивалась исключением кривой вращения Галактики из формул Боттлингера для лучевой и тангенциальной составляющих скорости [6]:

$$\omega_0 = \frac{V_r(R_0 \cos l - r \cos b)}{(R_0 r \sin l \cos^2 b)} - \frac{V_l}{r \cos b},$$
(1)

где  $\omega_0$ —угловая скорость Солнца вокруг центра Галактики,  $V_r$ ,  $V_l$ —лучевая и тангенциальная составляющие скорости, исправленные за движение Солнца, r— гелиоцентрическое расстояние, l, b—галактические координаты РЗС. Рассматривались только РЗС, находящиеся на расстоянии не более 1 кпк от Солнца.



Рис. 1. Зависимость частоты вращения от среднего возраста подсистем РЗС околосолнечной окрестности

Средняя угловая скорость вращения Солнца вычислялась отдельно для каждой возрастной группы методом минимизации суммы малых степеней уклонений [7]. При

Интервал возраста	А	В	С	σ
$\begin{array}{c} 6.6 - 7.0 \\ 7.0 - 7.5 \\ 7.5 - 8.0 \\ 8.0 - 8.5 \\ 8.5 - 9.0 \\ 9.0 - 9.8 \end{array}$	-233.6 165.6 42.5 -13.3 -32.1 -62.6 -16.9	$\begin{array}{c} 6902.0\\ 143.0\\ 2012.0\\ 2854.0\\ 3226.0\\ 3501.0\\ 3121.0\\ \end{array}$	-26430.0 1900.0 -6270.0 -9030.0 -10900.0 -13378.0 -10450.0	$1.54 \\ 2.07 \\ 2.44 \\ 2.21 \\ 2.49 \\ 3.06$

Таблица 2. Коэффициенты кривых вращения для разных возрастных интервалов

усреднении использовались веса  $p = |\sin l|$ , компенсирующие влияние малого знаменателя в первом слагаемом. Результаты определения  $\omega_0$  для разных возрастных групп показаны на рис. 1. Из рисунка видно, что частота вращения  $\omega_0$  убывает с возрастом РЗС. Штриховой показана линия регрессии  $\omega_0 = 24.92 - 0.0030 \cdot T$  со стандартными ошибками коэффициентов 0.31 и 0.0004, пунктирными линиями показан коридор ошибок.

# Кривая вращения Галактики

Для каждого интервала возрастов РЗС была построена кривая угловых скоростей вращения, приближенная полиномом вида:

$$\omega(R) = \frac{A}{R} + \frac{B}{R^2} + \frac{C}{R^3},\tag{2}$$

где R - расстояние от оси вращения Галактики. Полученные коэффициенты полинома для всех возрастных интервалов приведены в таблице 2. В последней колонке приведена средняя дисперсия  $\sigma$  остаточных скоростей РЗС.



Рис. 2. Положения РЗС и приближающие полиномы (кривые частот вращения) для разных возрастных групп РЗС (a). Площади под кривыми вращения для разных возрастных групп РЗС (b)

На рис. 2 (a) тонкими цветными линиями показаны полиномы, приближающие кривые

вращения, для принятых возрастных интервалов. Полином, приближающий кривую вращения по всей выборке РЗС, показан на рисунке толстой кривой. Из расположения кривых вращения можно предположить, что кривые, соответствующие более молодым возрастным подгруппам, расположены выше более старых.

Для объективности были вычислены площади под всеми кривыми вращения — взяты определенные интегралы по интервалу галактоцентрического расстояния от 6.5 до 12.5 кпк. Значения интегралов в зависимости от средних возрастов групп РЗС показаны на рис. 2 (b). Сравнение с рис. 1 показывает, что так же, как и для случая величин  $\omega_0$  (относящихся к ближайшим окрестностям Солнца), кривые вращения, относящиеся к указанному интервалу, иллюстрируют ту же зависимость скорости вращения от возрастов объектов диска. Средняя дисперсия остаточных скоростей увеличивается с увеличением возраста (см. таблицу 2).

# Заключение

По улучшенным с помощью данных Gaia оценкам основных параметров РЗС Галактики, собранных в текущей версии "Однородного каталога параметров рассеянных скоплений" исследована зависимость кинематических свойств подсистем РЗС от их возрастов. Для 794 РЗС, разделенных на 6 возрастных групп, получено, что частота вращения Галактики в окрестностях Солнца уменьшается от 25 до 20 км/с/кпк для рассмотренного интервала возрастов log T от 6.6 до 9.8. При этом ни один из рассмотренных возрастных интервалов, включая самые старые РЗС, не выделяется, так что разделение РЗС на объекты толстого и тонкого диска не заметно. То же самое можно сказать о кривых вращения Галактики на интервалах R от 6.5 до 12.5 кпк, в том смысле что более старые РЗС вращаются несколько медленнее, чем молодые, что, вероятно, говорит о нестационарности диска Галактики.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2020-0030.

- [1] Loktin A. V., Popova M. E. Updated version of the 'homogeneous catalog of open cluster parameters' // Astrophysical Bulletin. 2017. Vol. 72, № 3. P. 257–265.
- [2] Gaia Collaboration, Brown A. G. A., Vallenari A. et al. Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties // Astron. Astrophys. - 2018. - Vol. 616. - P. A1. 1804.09365.
- [3] Cantat-Gaudin T., Jordi C., Vallenari A. et al. VizieR Online Data Catalog: Gaia DR2 open clusters in the Milky Way (Cantat-Gaudin+, 2018) // VizieR Online Data Catalog. – 2018. – Vol. 361.
- [4] Popova M. E. Peculiarity of stellar kinematics in the solar vicinity // Astronomische Nachrichten. 2013. Vol. 334. P. 756-759.
- [5] Gillessen S., Plewa P. M., Eisenhauer F. et al. An Update on Monitoring Stellar Orbits in the Galactic Center // Astrophys. J. - 2017. - Vol. 837, № 1. - P. 30. 1611.09144.
- [6] Loktin A. V., Beshenov G. V. Proper Motions of Open Star Clusters and the Rotation Rate of the Galaxy // Astronomy Reports. - 2003. - Vol. 47. - P. 6-10.

[7] Loktin A. V. Minimization of the small powers of deviations as one of the robust methods // Bulletin d'Information du Centre de Donnees Stellaires. — 1990. — Vol. 38. — P. 115.

#### ТРИ НОВЫХ ВОЗМОЖНЫХ АНАЛОГА $\gamma$ CAS

Е. Б. Рыспаева<sup>1</sup>, А. Ф. Холтыгин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Крымская астрофизическая обсерватория РАН, <sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный университет

Проанализированы спектры трех неизвестных рентгеновских источников, обнаруженных вблизи звезды HD 100546. Моделирование спектров чисто тепловым излучением горячей плазмы показало, что ее температура достигает ~20-25 кэВ. Эти же спектры могут быть описаны моделями теплового излучения с добавлением степенной компоненты с индексом ~ 1.5 - 2, преобладающей на энергиях выше 2 кэВ и описывающей возможное нетепловое излучение. Предположено, что эти объекты принадлежат к подклассу звезд-аналогов  $\gamma$  Cas.

#### THREE CANDIDATES TO $\gamma$ CAS ANALOGUES

## E. B. Ryspaeva<sup>1</sup>, A. F. Kholtygin<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Crimean Astrophysical observatory, <sup>2</sup>Saint-Petersburg State University

The spectra of three unknown X-ray sources detected near the star HD 100546 are analyzed. Modeling their spectra by purely thermal emission of hot plasma showed that its temperature can reach ~ 20-25 keV. The same spectra can be described by thermal models with the additional power-law component and an index ~ 1.5 - 2, which prevails at energies above 2 keV and describes possible nonthermal emission. It is assumed that these objects belong to the enigmatic subclass of  $\gamma$  Cas Analogues.

# Введение

К загадочному подклассу аналогов  $\gamma$  Cas [1] относятся Ое и Ве звезды с высокой рентгеновской светимостью  $L_{\rm X} \sim 10^{32} \, {\rm erg \, s^{-1}}$ , что больше, чем у типичных ОВ звезд, но ниже, чем у массивных рентгеновских двойных систем (HMXB). Для аналогов  $\gamma$  Cas характерны аномально высокие температуры плазмы, излучающей в рентгеновской области спектра (10-20 кэВ и даже более), если считать их излучение в этом диапазоне энергий полностью тепловым. В рентгеновских спектрах аналогов  $\gamma$  Cas присутствует мощное излучение на энергиях выше 2 кэВ. Рентгеновское излучение загадочных объектов переменно на временной шкале от минут до нескольких лет. Звезды аналоги  $\gamma$  Cas имеют околозвездные декреционные диски, на что указывает наличие сильных эмиссионных линий в их оптических спектрах [2].

Причины возникновения аномально высоких температур излучающей плазмы в звездах загадочного подкласса в настоящее время неизвестны. Предполагают, что рентгеновское излучение аналогов  $\gamma$  Саз может быть вспышечным и формироваться при взаимодействии с околозвездным диском, либо исходить от невидимого аккрецирующего компонента: нейтронной звезды или белого карлика (см. [3] и цитированные в данной статье работы). Ryspaeva & Kholtygin [4, 5], предположили, что аналоги  $\gamma$  Саз могут генерировать нетепловое рентгеновское излучение в результате обратного комптоновского рассеяния ультрафиолетовых фотонов на релятивистских электронах, ускоряемых звездным ветром вблизи поверхности звезды, как предполагается в модели [6].

<sup>©</sup> Рыспаева Е. Б., Холтыгин А. Ф. 2022

Таблица 1. Обозначения, координаты, жесткость рентгеновских спектров и доля жесткой светимости F обнаруженных источников.

Источ- ник	Предположительное отождествление	Координаты	Жест- кость, отн. ед.	<i>F</i> , отн. ед.
А	-	11:34:31.169 -70:09:45.316	$1.8{\pm}0.1$	$0.6\pm0.1$
В	Gaia DR2 5233698888943993600	11:33:38.974 -70:08:06.822	_	_
$\mathbf{C}$	Gaia DR2 5233701397197179776	11:33:57.792 -70:01:16.279	$2.3 \pm 0.5$	$0.8\pm0.3$
D	-	11:32:51.340 -69:58:53.055	$2.4{\pm}0.1$	$0.7\pm0.2$

Согласно Naze et al. [3] в настоящее время известно 25 звезд-аналогов  $\gamma$  Cas в Галактике. Однако, таких объектов может быть значительно больше. Так на рентгеновском изображении окрестностей звезды Хербига HD 100546 мы обнаружили четыре ярких источника, рентгеновские спектры трех из которых очень схожи со спектрами аналогов  $\gamma$  Cas. В настоящей работе мы проанализировали спектры этих ранее неизвестных объектов.

# Первичная обработка наблюдательных данных

Мы выполнили независимый анализ архивного наблюдения звезды HD 100546 с номером "0761790101", выполненного на спутнике "XMM-Newton" 10 июля 2015 года с экспозицией 77.1 кс. Первичная обработка данных была осуществлена стандартными методами с применением программного пакета "SAS 17.0" с учетом рекомендаций группы SAS. Обнаруженные на рентгеновском изображении яркие источники показаны на Рис. 1.

Голубым цветом выделены источники, которые по нашему предположению могут быть кандидатами в аналоги  $\gamma$  Cas. Рентгеновский спектр источника B, выделенного лиловым цветом, не является схожим со спектрами аналогов  $\gamma$  Cas и далее не рассматривается. Красным цветом отмечена сама звезда HD 100546. Координаты источников, определенные по данному изображению, приведены в Табл. 1. Два из четырех источников имеют координаты близкие к координатам объектов из каталога GAIA DR2 и могут быть предвариттельно с ними отождествлены. По данным каталога источник С предположительно является переменной звездой типа RR Лиры, а источник В – убегающей звездой.

С помощью пакета "SAS 17.0" мы извлекли кривые блеска с шагом 200 секунд и рентгеновские спектры указанных источников в диапазоне энергий 0.2-8 кэВ. В кривых блеска не обнаружено резких изменений скорости счета. Спектры объектов были аппроксимированы различными моделями с использованием программного пакета "XSPEC 12.10.0".

## Анализ рентгеновских спектров

Прежде всего мы аппроксимировали спектры источников A, C, D суммами моделей излучения горячего газа APEC или MEKAL, в которых атомы ионизуются электронным ударом (см., например, [3]) Дополнительно спектры были аппроксимированы суммами тепловой модели и степенной компоненты PL (Power law), которая может описывать

www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton

http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR?-source=I/345

https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/

Далее в тексте – тепловые модели.



Рис. 1. Яркие рентгеновские источники вблизи звезды HD 100546 на изображении, полученном на спутнике "XMM-Newton"

нетепловое рентгеновское излучение. Оказалось, что спектры источников A и C могут быть описаны тепловыми моделями с аномально высокой температурой плазмы до 25 кэВ.

Добавление модели PL сильно уменьшает уменьшает температуру, при этом спектральный индекс составляет  $G \sim 1.5 - 2$ , а вклад степенной компоненты достигает 70-80%. Графики модельных спектров источников A, C и D с покомпонентным разложением показаны на Puc. 2 и 3. Спектр источника D не удалось описать тепловыми моделями, но удалось описать моделью APEC+PL с фиксированным спектральным индексом G = 1.5 (Puc. 3, справа).



Рис. 2. Аппроксимации рентгеновского спектра источника А двумя тепловыми моделями (*слева*) и тепловой моделью с добавлением степенной компоненты (*справа*)

Дополнительно для источников A, C и D оценены жесткости непоглощенных рентгеновских спектров: отношения интегральных потоков в жесткой (2-8 кэВ) и в мягкой (0.2-2 кэВ) частях спектра [7]. Эти величины приведены в Табл. 1. Для источника C по параллаксу в каталоге GAIA DR2 (расстояние от Солнца 2.18 кпк) мы оценили его рентгеновскую светимость с учетом поглощения в межзвездной среде в диапазоне энергий 0.2-8 кэВ:  $L_{\rm X} = 3.62 \pm 0.92 \cdot 10^{32}$  эрг с<sup>-1</sup>.

При типичной для аналогов  $\gamma$  Cas рентгеновской светимости  $10^{32} - 10^{33}$  эрг с<sup>-1</sup> источники А и D должны находиться на расстояние от 1.4 до 4.5 кпк. Для этих трех источников рассчитаны доли жесткой светимости F (отношения интегрального потока в жесткой части спектра, 2-8 кэВ, к потоку в полном диапазоне энергий 0.2-8 кэВ [5]), которые даны в Табл. 1 и оказались больше 60%.



Рис. 3. То же, что на Рис. 2, но для источника С (слева и посередине) и для источника D (справа).

# Заключение

Проведенный нами анализ показал, что найденные характеристики рентгеновского излучения трех рассмотренных источников с сильным излучением на энергиях 2-8 кэВ близки к аналогичными параметрам звезд-аналогов  $\gamma$  Cas, что свидетельствует о возможной их принадлежности к этому загадочному подклассу. Для подтверждения или опровержения нашего предположения необходимы наблюдения этих объектов в оптическом диапазоне. Анализ изображений обзора SDSS показал наличие оптических источников в местах с координатами рассмотренных рентгеновских объектов A и D, которые могут быть в дальнейшем с ними отождествлены.

- Smith M. A., Lopes de Oliveira R., Motch C. A Census of the Class of X-ray Active γ Cas Stars // Bright Emissaries: Be Stars as Messengers of Star-Disk Physics / ed. by T. A. A. Sigut, C. E. Jones : Astronomical Society of the Pacific Conference Series. - 2016. -Vol. 506. - P. 299.
- [2] Nazé Yaël, Rauw Gregor, Pigulski Andrzej. TESS light curves of  $\gamma$  Cas stars // Mon. Not. R. Astron. Soc. -2020. Vol. 498,  $N^{\circ}$  3. P. 3171–3183. 2008.08334.
- [3] Nazé Yaël, Motch Christian, Rauw Gregor et al. Three discoveries of γ Cas analogues from dedicated XMM-Newton observations of Be stars // Mon. Not. R. Astron. Soc. – 2020. – Vol. 493, № 2. – P. 2511–2517. 2002.05415.
- [4] Ryspaeva E. B., Kholtygin A. F. Contribution of a Non-Thermal Component to the X-Ray Emission of OB Stars // Astrophysical Bulletin. 2020. Vol. 75, № 2. P. 127-138.
- [5] Ryspaeva E. B., Kholtygin A. F. A possible nonthermal X-ray emission from  $\gamma$  Cas analogues stars // Open Astronomy, submitted. 2021.
- [6] Chen Wan, White Richard L. Nonthermal X-Ray Emission from Winds of OB Supergiants // Astrophys. J. – 1991. – Vol. 366. – P. 512.
- [7] Nazé Yaël, Petit Véronique, Rinbrand Melanie et al. X-Ray Emission from Magnetic Massive Stars // Astrophys. J. Suppl. Ser. - 2014. - Vol. 215, № 1. - P. 10. 1409.1690.

## СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ ЛАПЛАСА И ПАРАМЕТРОВ ВИДИМОГО ДВИЖЕНИЯ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ОРБИТЫ КОСМИЧЕСКОГО ОБЪЕКТА ПО КОРОТКОМУ ТРЕКУ НАБЛЮДЕНИЙ

## Т. Н. Санникова

ФГБУН "Крымская астрофизическая обсерватория РАН", Научный, Крым

Определены предварительные орбиты для 2783 модельных околоземных космических объектов методами Лапласа и параметров видимого движения (ПВД) по 6- и 8-минутным наблюдательным трекам, содержащим соответственно 4 и 5 положений объекта с 2-минутным интервалом. Проведено улучшение предварительных орбит методом дифференциальной коррекции. Точность полученных орбит оценена по угловому расстоянию между эфемеридным положением, вычисленным на основе предварительной (либо уточненной) орбиты, и положением, вычисленным на основе предварительной сравнительный анализ показал, что метод ПВД часто оказывается точнее метода Лапласа, хотя последний более эффективен в экстремальных условиях, таких как короткая дуга наблюдений, высокоэллиптичные и полярные орбиты. Во всех случаях улучшение орбиты значительно повышает точность эфемериды.

## COMPARISON OF THE LAPLACE METHOD AND THE METHOD OF APPARENT MOTION PARAMETERS IN DETERMINING A PRELIMINARY ORBIT FOR A SPACE OBJECT ALONG A SHORT OBSERVATION TRACK

### T. N. Sannikova

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

The preliminary orbits for 2783 model near-Earth space objects were determined by the Laplace method and the apparent motion parameters (AMP) method along 6- and 8-minute observations tracks containing, respectively, 4 and 5 object positions with 2-minute interval. Improvement of preliminary orbits was executed by the differential correction method. The accuracy of the resulting orbits was estimated from the angular distance between the ephemeris position calculated from the preliminary (or improved) orbit and the position calculated from the original orbit. Comparative analysis was showed that the AMP method is often more accurate than the Laplace method, although the latter is more effective in extreme conditions, such as a short observations arc, highly elliptical and polar orbits. In all cases, improving the orbit significantly increases the accuracy of the ephemeris.

В настоящее время в околоземном космическом пространстве наблюдается большое количество малоразмерных объектов (космический мусор). Является актуальной задача их каталогизации. Если при наличии короткого трека наблюдений оперативно определить предварительную орбиту объекта и рассчитать эфемериду на ближайшее время, то можно в ту же ночь провести его повторные наблюдения и улучшить орбиту. Интересна также возможность автоматизации этого режима работы, что требует такого метода определения предварительной орбиты, который давал бы достоверный результат для объектов с различными орбитами и не требовал бы больших временных и вычислительных ресурсов. Были апробированы классический метод Гаусса и метод двойной r—итерации Эскобала, но при очень короткой дуге наблюдений итерационные процессы, как правило, не сходились. Более универсальными оказались прямые методы определения предварительной орбиты.

<sup>©</sup> Санникова Т. Н., 2022

Исследована вероятность определения предварительных орбит средне- и высокоорбитальных космических объектов (КО) методами Лапласа и параметров видимого движения (ПВД) [1] и точность эфемериды в течение 1 часа, а также влияние на точность эфемериды улучшения орбиты методом дифференциальной коррекции [2]. В данное исследование не включены низкоорбитальные объекты, так как они быстро перемещаются по небесной сфере и за несколько минут покрывают значительную дугу. Кроме того, для объектов на низких орбитах более актуальной является эфемерида на 1.5 – 3 часа, чтобы иметь возможность пронаблюдать их на следующем витке.

В качестве критерия точности полученной орбиты использовано угловое расстояние *AD* между эфемеридным положением, вычисленным на основе предварительной (либо уточненной) орбиты, и положением, вычисленным на основе исходной орбиты. Принято, что предварительная (уточненная) орбита имеет хорошее качество, если *AD* не превышает 10 угловых минут.

Программно методы Лапласа, ПВД и дифференциальной коррекции реализованы на языке Python в соответствии с книгами О. П. Быкова и К. В. Холшевникова [1] и П. Эскобала [2]. Определение вектора наблюдателя, а также преобразования координат и времени выполнены с помощью базового пакета для астрономии Astropy [3], разработанного сообществом Astropy Collaboration [4]. Координаты и скорости объектов в заданные моменты времени вычислены с помощью библиотеки sgp4 [5], написанной в соответствии с эталонной реализацией упрощенной модели возмущенного движения SGP4 Валладо и др. [6]. Все математические операции осуществлены с помощью пакета numpy [7].

Для статистического анализа исходные элементы орбит модельных КО сформированы следующим образом: для каждого значения большой полуоси *a* в диапазоне от 10000 км до 50000 км включительно с шагом 500 км эксцентриситет *e* изменялся от 0 до 0.95 с шагом 0.05, остальные элементы выбирались случайно из заданного набора значений: наклон *i* от 0° до 180° с шагом 10°, долгота восходящего узла  $\Omega$  и аргумент перигелия  $\omega$  от 0° до 330° с шагом 30°, средняя аномалия M от 0° до 315° с шагом 45°. Всего сгенерированы элементы орбиты для 2783 модельных объектов, и для каждого объекта создан 8-минутный трек, содержащий 5 положений объекта с 2-минутным интервалом, и из него путем отбрасывания последнего наблюдения сформирован 6-минутный трек, содержащий 4 положения. При формировании треков в сферические координаты внесены случайные ошибки в пределах ±3″. По этим трекам определены предварительные орбиты КО методами ПВД и Лапласа, которые затем уточнены методом дифференциальной коррекции. В результате для каждого объекта получено 8 орбит, по которым определены эфемеридные положения объекта через 15, 30, 45 и 60 минут после последнего наблюдения, и для каждого момента времени подсчитано количество объектов с  $AD \leq 10'$ .

В табл. 1 приведены результаты вычислений по указанным в первом столбце выборкам: по продолжительности трека, длине топоцентрической дуги наблюдений, большой полуоси a, эксцентриситету e, наклону i. В круглых скобках указано количество объектов данной категории. Для каждой выборки в первой строке содержатся данные по 6-минутным трекам, во второй — по 8-минутным. В каждой ячейке 3-го, 4-го, 5-го и 6-го столбцов первая пара чисел (через дробь) представляет количество объектов в процентном соотношении с хорошим качеством ( $AD \leq 10'$ ) предварительной орбиты, полученной методом ПВД и Лапласа соответственно; вторая пара чисел (через дробь в квадратных скобках) — то же, но после дифференциальной коррекции. Во 2-м столбце содержатся сведения о количестве объектов, для которых не удалось получить предварительную (уточненную) орбиту либо она настолько плохого качества, что уже через 15 минут после последнего наблюдения не удалось вычислить экваториальные координаты объекта. Для краткости сведения 2-го столбца названы "Отказы". Расположение чисел во 2-м столбце соответствует тем же методам, как описано выше для последующих столбцов.

Выборка	Отказы, %	$15^{m}, \%$	$30^m, \%$	$45^m, \%$	$60^m, \%$
$ \begin{array}{c} 6^m (2783) \\ 8^m (2783) \end{array} $	$\begin{array}{c} 6.0/4.9 \ [7.8/7.9] \\ 6.4/2.7 \ [8.9/6.9] \end{array}$	65.6/65.7 [90.2/89.3] 64.1/64.7 [89.9/91.1]	51.0/50.4 [74.7/72.3] 56.0/55.8 [81.9/81.6]	30.5/29.8 [40.9/40.0] 40.4/39.7 [60.4/59.7]	$\begin{array}{c} 16.3/15.7 \ [21.9/21.4] \\ 26.0/24.3 \ [37.9/37.3] \end{array}$
Дуга от 5′ до 2° (1033)	8.4/6.0 [12.5/13.9] 10.3/3.3 [17.5/14.9]	57.4/61.2 [85.3/83.8] 57.3/62.9 [81.6/83.0]	46.6/48.6 [74.4/70.1] 53.0/55.8 [75.6/74.4]	29.5/30.6 [37.8/36.2] 40.8/41.5 [60.4/58.4]	16.0/17.0 [19.3/18.5] 27.6/27.8 [36.9/34.9]
Дуга от 2° до 5° (819)	$\begin{array}{c} 7.1/6.6 \ [7.2/6.5] \\ 5.7/2.4 \ [5.5/2.1] \end{array}$	$\begin{array}{c} 69.0/68.1 \hspace{0.1cm} [91.7/90.6] \\ 69.2/69.4 \hspace{0.1cm} [93.9/96.1] \end{array}$	55.3/53.7 [75.9/73.6] 60.1/60.6 [86.1/87.1]	$\begin{array}{c} 30.6/30.2[39.8/38.5] \\ 41.5/41.6 \ [59.5/59.6] \end{array}$	$\begin{array}{c} 13.2/13.6 \ [17.6/16.8] \\ 23.8/23.1 \ [33.5/33.5] \end{array}$
Дуга от 5° до 10° (439)	$\begin{array}{c} 0.7/0.2  [1.8/1.1] \\ 1.1/0.9  [1.1/0.9] \end{array}$	82.9/82.2 [97.0/97.3] 81.1/80.6 [97.7/97.7]	61.7/61.7 [72.0/72.2] 68.8/69.5 [85.0/84.7]	32.8/32.1 [36.9/37.1] 45.8/45.8 [56.7/56.7]	15.7/15.5 [18.5/18.5] 26.9/26.7 [32.8/33.3]
Дуга от 10° до 20° (342)	$\begin{array}{c} 1.8/1.5  [2.0/1.8] \\ 1.8/1.5  [1.5/1.5] \end{array}$	74.9/74.0 [95.0/95.0] 71.3/62.3 [97.1/97.1]	53.5/50.9 [74.0/73.7] 56.4/47.4 [85.4/84.8]	36.0/31.6 [46.5/46.2] 40.6/35.7 [59.6/59.9]	25.1/19.0 [29.8/29.5] 30.4/22.2 [41.8/41.8]
$     Дуга > 20^{\circ} $ (150)	$\begin{array}{c} 8.7/8.7 \ [10.0/8.7] \\ 8.7/8.7 \ [8.7/8.7] \end{array}$	31.3/16.7 [84.0/83.3] 16.7/10.0 [86.0/86.7]	21.3/10.7 [78.7/78.0] 15.3/10.0 [84.7/85.3]	18.0/10.7 [68.0/68.7] 15.3/8.0 [78.7/78.0]	18.0/12.0 [56.0/56.7] 14.7/4.0 [74.7/75.3]
а от 10 до 20 тыс. км (944)	$\begin{array}{c} 2.6/2.3 \ [3.3/2.9] \\ 2.8/2.5 \ [2.6/2.5] \end{array}$	78.9/76.2 [94.9/94.5] 75.2/70.7 [96.1/96.0]	57.5/54.9 [73.3/72.9] 61.4/57.2 [84.1/83.9]	33.6/31.1 [42.8/42.9] 41.4/37.9 [58.5/58.7]	19.3/16.5 [24.7/24.8] 25.1/20.6 [38.1/38.3]
а от 20.5 до 35 тыс. км (861)	$\begin{array}{c} 3.6/3.0 \ [4.9/5.5] \\ 4.4/1.7 \ [6.3/4.1] \end{array}$	67.7/68.2 [93.3/92.3] 68.1/69.7 [92.7/93.8]	$\begin{array}{c} 54.5/55.5 \left[ 79.0/77.5 \right] \\ 62.0/63.9 \left[ 86.5/87.5 \right] \end{array}$	$\begin{array}{c} 31.6/32.9 \ [42.6/42.2] \\ 46.3/47.3 \ [64.9/65.0] \end{array}$	15.7/17.3 [21.7/21.6] 31.0/30.2 [39.8/39.7]
а от 35.5 до 50 тыс. км (978)	$\begin{array}{c} 11.3/8.9 \ [14.8/15.0] \\ 11.6/3.8 \ [17.4/13.7] \end{array}$	$\begin{array}{c} 50.8/53.5 \ [82.8/81.6] \\ 49.9/54.5 \ [81.5/83.9] \end{array}$	41.7/41.6 [72.2/67.3] 45.4/47.4 [75.6/74.3]	26.7/25.7 [37.6/35.3] 34.2/34.8 [58.4/56.0]	14.1/13.6 [19.4/18.0] 22.5/22.6 [35.9/34.0]
е от 0 до 0.3 (1099)	$\begin{array}{c} 5.6/5.0 \ [6.3/5.6] \\ 5.7/1.7 \ [6.1/2.3] \end{array}$	77.6/75.1 [92.1/91.7] 75.2/73.5 [93.1/95.9]	$\begin{array}{c} 61.1/58.6 & [76.0/74.0] \\ 66.3/64.1 & [86.3/87.8] \end{array}$	$\begin{array}{c} 36.5/33.5 \ [41.9/40.7] \\ 45.7/43.9 \ [61.8/62.2] \end{array}$	$\begin{array}{c} 19.9/17.2 \ [22.5/21.1] \\ 29.6/26.1 \ [37.6/37.4] \end{array}$
е от 0.35 до 0.7 (1166)	$\begin{array}{c} 4.8/4.2 \ [7.0/7.2] \\ 5.1/2.7 \ [8.4/7.3] \end{array}$	65.6/65.0 [91.3/89.8] 62.5/62.6 [90.5/90.9]	51.1/48.8 [75.2/72.0] 55.1/54.7 [82.2/80.2]	30.0/28.9 [41.6/40.1] 40.5/39.3 [60.7/58.9]	$\begin{array}{c} 15.8/15.4 \ [21.9/21.5] \\ 25.5/24.2 \ [38.9/38.0] \end{array}$
е от 0.75 до 0.95 (518)	$\begin{array}{c} 9.5/6.0 \ [12.9/14.7] \\ 10.4/5.0 \ [16.2/16.0] \end{array}$	40.0/47.5 [83.4/83.0] 44.2/50.6 [81.9/81.3]	29.3/36.7 [70.7/69.5] 36.1/40.9 [71.8/71.8]	$\begin{array}{c} 19.1/23.7 \ [37.5/38.2] \\ 29.0/31.7 \ [56.9/56.2] \end{array}$	$\begin{array}{c} 10.0/13.3 \ [20.8/21.8] \\ 19.7/20.5 \ [36.1/35.3] \end{array}$
$i = 0^{\circ}$ (144)	$\begin{array}{c} 4.2/5.6 \ [6.9/8.3] \\ 4.2/2.8 \ [6.9/4.9] \end{array}$	77.8/77.1 [93.1/91.7] 73.6/72.9 [93.1/94.4]	$\begin{array}{c} 63.9/61.1 \ [81.2/79.2] \\ 66.0/60.4 \ [91.0/92.4] \end{array}$	36.8/36.8 [41.7/38.9] 48.6/47.2 [70.1/69.4]	$\begin{array}{c} 13.9/13.9 \ [19.4/17.4] \\ 33.3/31.2 \ [43.1/41.7] \end{array}$
<i>і</i> от 10° до 80° (1112)	$\begin{array}{c} 4.7/3.7 \ [5.5/5.3] \\ 4.9/1.3 \ [6.9/5.6] \end{array}$	69.5/69.8 [92.3/91.9] 66.7/67.4 [92.3/93.0]	56.1/55.4 [76.9/75.8] 58.1/58.5 [84.1/84.3]	33.5/30.9 [41.2/41.0] 42.4/42.4 [61.2/61.1]	$\begin{array}{c} 17.4/16.5 \ [21.3/21.0] \\ 26.4/25.4 \ [39.6/38.9] \end{array}$
$i = 90^{\circ}$ (159)	$\begin{array}{c} 6.9/2.5 \; [11.3/8.8] \\ 6.9/0.0 \; [10.1/7.5] \end{array}$	$\begin{array}{c} 65.4/71.1 \ [85.5/88.7] \\ 64.2/71.7 \ [87.4/91.8] \end{array}$	51.6/56.0 [71.7/76.1] 58.5/63.5 [77.4/80.5]	33.3/39.0 [41.5/45.9] 44.7/45.9 [60.4/61.6]	$\begin{array}{c} 18.2/20.1 \ [22.6/23.3] \\ 29.6/27.7 \ [34.6/38.4] \end{array}$
<i>i</i> от 100° до 170° (1228)	7.1/5.7 [9.7/10.2] 7.1/3.7 [10.2/7.7]	$\begin{array}{c} 66.1/66.0 \\ \hline [88.6/86.7] \\ 67.3/66.9 \\ \hline [88.7/89.9] \end{array}$	$\begin{array}{c} 49.1/48.1 \\ \overline{58.4/57.7} \\ 80.2/79.2 \end{array}$	$\begin{array}{c} 29.2/28.9 \\ 41.1/39.5 \\ [58.8/57.6] \end{array}$	$\begin{array}{c} 16.4/15.9 \\ \hline 27.0/24.3 \\ \hline 36.6/35.7 \\ \hline \end{array}$
$i = 180^{\circ}$ (140)	7.9/8.6 [7.1/7.9] 13.6/9.3 [15.0/12.9]	$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$\begin{array}{c c} 13.6/13.6 & [76.4/73.6] \\ 5.0/5.7 & [74.3/72.1] \end{array}$	$\begin{array}{c} 10.0 \\ 5.0 $	$\begin{array}{c} 7.1/5.7 \ [20.7/20.7] \\ 2.9/2.9 \ [34.3/31.4] \end{array}$

Таблица 1. Результаты сводки статистических данных по различным категориям

Сравнительный анализ показал, что в целом по всем 6- и 8-минутным трекам метод Лапласа дает меньший процент отказов, но эфемерида оказывается более точной в случае использования метода ПВД, однако эти отличия малы. После дифференциальной коррекции орбиты количество отказов, как правило, увеличивается, так как к неудачным определениям предварительных орбит добавляются неудачные попытки их улучшения. В то же время значительно повышается точность эфемериды. Сравнивая строки для 6-и 8-минутных треков, видим, что в долгосрочной перспективе эфемерида оказывается достаточно качественной для большего количества объектов в случае 5 наблюдений в течение 8 минут.

Проанализируем результаты выборки по длине топоцентрической дуги наблюдений. Оптимальной для работы методов определения предварительной орбиты оказывается дуга от 5° до 10°, в этой выборке наименьшее количество отказов. Оба метода дают примерно одинаковое количество удачных орбит при дуге от 2° до 10°. На очень коротких дугах метод Лапласа оказывается эффективнее, на очень длинных, наоборот, метод ПВД. При наличии дуги > 20° предварительная орбита оказывается малоточной, но после дифференциальной коррекции более 50% объектов с 6-минутным треком и более 70% с 8-минутным треком имеют  $AD \leq 10'$  в течение 1 часа, чего нельзя сказать о случаях более короткой дуги наблюдений, для них из-за ошибок определения элементов орбиты качество эфемериды быстро падает.

Для среднеорбитальных объектов вероятность определения и точность предварительной орбиты выше, чем для высокоорбитальных. При большой полуоси до 20 тыс. км более эффективен метод ПВД, в остальных случаях наблюдается небольшое преимущество метода Лапласа, но оно исчезает после улучшения орбиты.

Чем эксцентричнее орбита, тем менее надежно она определяется. При *e* ≤ 0.7 лучший результат демонстрирует метод ПВД, для высокоэллиптичных орбит — метод Лапласа. Как и ранее, уточнение орбиты практически уравнивает оба метода.

В случае экваториальной орбиты наклон предварительной орбиты определяется довольно точно, но остальные угловые элементы имеют большие погрешности, так как линия узлов не определена. Для таких объектов метод ПВД работает лучше метода Лапласа, который оказывается эффективнее для полярных объектов. Для промежуточных значений наклона оба метода дают примерно одинаковые результаты, но через 1 час более точным оказывается метод ПВД. Для орбит с  $i = 180^{\circ}$  для обоих методов точность эфемериды очень низкая, особенно при 8-минутном треке, но этот недостаток в значительной мере исправляется дифференциальной коррекцией орбиты.

Таким образом, для рассмотренного режима наблюдений метод ПВД часто оказывается точнее метода Лапласа, хотя последний дает меньше отказов и более эффективен в экстремальных условиях, таких как короткая дуга наблюдений, высокоэллиптичные и полярные орбиты. Во всех случаях улучшение орбиты значительно повышает точность эфемериды, но, как правило, точность уточненной орбиты обеспечивает эфемериду приемлемого качества для 70 – 80% объектов только в течение 30 минут, в дальнейшем же качество эфемериды быстро падает. Предварительные орбиты без уточнения дают эфемериду приемлемого качества в течение 30 мин только для  $\sim 50\%$  объектов. Замечено также, что в некоторых случаях, когда для объекта не удалось определить предварительную орбиту одним методом, другой метод успешно справлялся с задачей. Следовательно, совместное использование обоих методов может уменьшить количество отказов в статистике.

- [1] Быков О. П., Холшевников К. В. Прямые методы определения орбит небесных тел: учеб. пособие. — СПб. : Изд-во С.-Петерб. ун-та, 2013.
- [2] Эскобал П. Методы определения орбит. М. : Изд-во "Мир", 1970.
- [3] The Astropy project. http://www.astropy.org.
- [4] Astropy Collaboration, Price-Whelan A. M., Sipőcz B. M. et al. The Astropy Project: Building an Open-science Project and Status of the v2.0 Core Package // Astron. J. – 2018. – Vol. 156, № 3. – P. 123. 1801.02634.
- [5] *Rhodes Brandon*. Python-sgp4. https://pypi.python.org/pypi/sgp4.
- [6] Vallado David, Crawford Paul, Hujsak Ricahrd, Kelso T.S. Revisiting Spacetrack Report #3 // AIAA/AAS Astrodynamics Specialist Conference and Exhibit. https://arc. aiaa.org/doi/pdf/10.2514/6.2006-6753.

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВЯЗИ МОЛЕКУРНОГО И АТОМАРНОГО ГАЗА В КОМПЛЕКСАХ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ ГАЛАКТИК NGC 5194, NGC 5457, NGC 628 и NGC 6946

# К. И. Смирнова<sup>1</sup>, Д. З. Вибе<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет, <sup>2</sup>Институт астрономии РАН

В работе представлены исследования возможных корреляций между массами атомного и молекулярного газа и разбросом скоростей в линиях CO и HI в комплексах звездообразования (K3O) в галактиках NGC 5457, NGC 5194, NGC 628 и NGC 6946. Мы обнаружили, что K3O в первых трех галактиках можно разделить на две группы. В первой группе масса молекулярного газа растет быстрее с увеличением массы атомарного газа. Во второй группе масса молекулярного газа растет медленнее с увеличением массы атомарного газа. Эти две группы различаются по своему пространственному распределению: K3O из первой группы в основном расположены в центре галактики, а K3O из второй группы в основном расположены во внешнем диске.

### STUDY OF THE RELATIONSHIP BETWEEN MOLECULAR AND ATOMIC GAS IN THE STAR FORMATION COMPLEXES OF GALAXIES NGC 5194, NGC 5457, NGC 628 and NGC 6946

# K. I. Smirnova<sup>1</sup>, D. S. Wiebe<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Ural Federal University, <sup>2</sup>Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences

This article presents studies of possible correlations between masses of atomic gas and molecular gas and velocity scatters in CO and HI lines in star-forming complexes (SFC) in galaxies NGC 5457, NGC 5194, NGC 628 and NGC 6946. We found that SFC in the first three galaxies can be divided into two groups. In the first group, the mass of molecular gas grows faster with increasing mass of atomic gas. In the second group, the mass of molecular gas grows slower with increasing mass of atomic gas. These two groups differ in their spatial distribution: SFCs from the first group are mainly located in the center of the galaxy, and SFCs from the second group are mainly located in the outer disk.

# Введение

Исследования процессов звездообразования в других галактиках основаны на наблюдениях различных индикаторов плотного газа и УФ-излучения, связанного с молодыми звездами. Особое место в этих исследованиях занимает связь между атомарным газом и молекулярным газом, которая считается мерой эффективности звездообразования. Известно, что процесс звездообразования не распределяется равномерно в галактиках, а скорее происходит в протяженных, но локализованных областях, которые известны как комплексы звездообразования (K3O).

Хотя идентификация КЗО и связанных с ними молекулярных облаков в нашей Галактике далеко нетривиальна, в других галактиках их легко увидеть как более или менее изолированные участки усиленного излучения молекулярных линий, теплового

<sup>©</sup> Смирнова К. И., Вибе Д. З., 2022

излучения пыли и (или) эмиссии в линии Hα. Исследования внегалактических областей и комплексов звездообразования значительно расширили наши представления о процессе звездообразования, поскольку позволяют рассматривать его свойства в гораздо более широком диапазоне параметров, чем в нашей Галактике. В [1] мы начали рассматривать взаимосвязи между атомарным и молекулярным газом и пылью различных видов во внегалактических комплексах звездообразования и показали, в частности, что эти отношения несколько различаются в КЗО с низкой и высокой металличностью. Это исследование было расширено в работе [2], где мы ввели параметр разброса скорости, полученный из наблюдений в линии CO. Этот параметр является приблизительным способом охарактеризовать диапазон скоростей, встречающихся в конкретной КЗО. В этой статье мы расширяем наше исследование кинематики молекулярного и атомарного газа во внегалактических областях звездообразования, учитывая наблюдения в линиях CO и HI.

# Выборка

Галактики NGC 5194, NGC 5457, NGC 628 и NGC 6946 были включены в ряд наблюдательных обзоров, необходимых для данной работы, таких как THINGS (линия HI на 21 см, VLA [3]) и HERACLES (линия CO (2–1), IRAM [4]). КЗО выделялись визуально по двум наборам наблюдательных данных (CO и HI), наименьший диаметр КЗО соответствовал разрешению используемых обзоров. У выделенных КЗО мы проводили апертурную фотометрию, чтобы получить значения потоков в исследуемых линиях, при этом фон оценивался с помощью шестипиксельного кольца, окружающего исследуемую область. Помимо потоков, мы также оценили параметр разброса скоростей  $\Delta V$ , вычисляемый как ширина диапазона скоростей, в котором поток превышает уровень  $3\sigma$ , оцененный для части спектра, свободной от эмиссии в KЗО.

# Результаты

Основной целью работы являлись выявление и анализ возможных закономерностей между массами молекулярного и атомарного газа, а также между разбросом скоростей в линиях НІ и СО. Мы получили следующие результаты:

- В галактике NGC 5194 мы выявили два различных соотношения между массами атомного и молекулярного газа. Одно соотношение соответствует большим массам H<sub>2</sub> при меньших массах HI, а другое соотношение соответствует меньшим массам H<sub>2</sub> при больших массах HI. Эти два отношения соответствуют разным пространственным положениям K3O. А именно, первое соотношение наблюдается в комплексах, расположенных ближе к центру галактики, а второе соотношение наблюдается на периферии галактики. Подобные, хотя и менее четкие отношения также видны в NGC 5457 и NGC 628, причем отношения первого рода типичны для внутренних K3O, а отношения второго рода характерны для внешних K3O. В NGC 6946 центральные и периферийные K3O демонстрируют одну и ту же зависимость.
- Отношение атомного водорода к молекулярному больше в периферийных K3O, чем в центральных K3O.
- Во всех четырех галактиках мы видим корреляцию между массой молекулярного газа и соответствующим разбросом скоростей.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2020-0038.

- Smirnova K. I., Murga M. S., Wiebe D. S., Sobolev A. M. Relation between the parameters of dust and of molecular and atomic gas in extragalactic star-forming regions // Astronomy Reports. - 2017. - Vol. 61, № 8. - P. 646–662. 1712.02268.
- [2] Smirnova K. I., Wiebe D. S. Studies of Star-forming Complexes in the Galaxies NGC 628, NGC 2976, and NGC 3351 // Astronomy Reports. — 2019. — Vol. 63, № 6. — P. 445–459.
   1908.03756.
- [3] Walter F., Brinks E., de Blok W. J. G. et al. THINGS: The H I Nearby Galaxy Survey // Astron. J. 2008. Vol. 136. P. 2563-2647.
- [4] Leroy A. K., Walter F., Bigiel F. et al. Heracles: The HERA CO Line Extragalactic Survey // Astron. J. 2009. Vol. 137. P. 4670-4696. 0905.4742.
#### АККРЕЦИОННЫЕ ВСПЫШКИ МАССИВНЫХ МОЛОДЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ И ЭКЗОПЛАНЕТЫ

#### А. М. Соболев

Уральский федеральный университет

Показано, что масса сгустка, аккрецированного при вспышке в массивном молодом звездном объекте G358.93-0.03, зарегистрированной в ходе мониторинга мазерного излучения метанола и последующих наблюдений в дальнем инфракрасном диапазоне, соответствует массе планеты. Рассматривается возможность определения частоты выпадения сгустков на массивные молодые звездные объекты из окружающих их протопланетных дисков по изображениям джетов.

#### ACCRETION BURSTS OF MASSIVE YOUNG STELLAR OBJECTS AND EXOPLANETS

A. M. Sobolev Ural Federal University

It has been shown that the mass of a clump accreted during an outburst in the massive young stellar object G358.93-0.03, detected during the monitoring of methanol maser emission and subsequent observations in the far infrared, corresponds to the mass of the planet. The possibility of determining the frequency of the fallout of clumps on massive young stellar objects from the surrounding protoplanetary disks from the images of jets is considered.

## Введение

Исследования аккреционных вспышек в массивных молодых звездных объектах (MYSO) начались после открытия почти совпадающих во времени вспышек в объектах S255IR-NIRS3 [1] и NGC6334I-MM1 [2]. Увеличение светимости, наблюдаемое в инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах длин волн в S255IR-NIRS3 и в субмиллиметровом диапазоне в NGC6334I-MM1, является прямым доказательством повышенной скорости аккреции. Информация об аккреционных вспышках молодых звездных объектов напрямую связана с исследованием структуры их околозвездных дисков, в частности процессов формирования неоднородностей, из которых впоследствии образуются планеты.

Аккреционные вспышки в массивных звездах часто сопровождаются вспышками мазерного излучения метанола. Обнаружение и исследование аккреционных вспышек является одной из основных задач Организации по мониторингу мазеров (Maser monitoring organization, M2O), созданной для координации мониторинга мазеров на однозеркальных телескопах и интерферометрических наблюдений вспыхивающих объектов.

Аккреционные процессы сопровождаются истечениями. Протозвездные истечения и струи являются частью механизма аккреции-сброса, которые уносят угловой момент аккрецированной материи и тем самым предотвращают раскручивание аккрецирующей протозвезды до скорости разрушения. Если процессы аккреции имеют эпизодический характер, то истечения имеют характер эпизодических выбросов. Таким образом, исследование истечений содержит сведения о характере и истории аккреции.

<sup>©</sup> Соболев А. М., 2022

#### Протопланета в диске массивной звезды G358.93-0.03?

В середине января 2019 года было объявлено о вспышке мазерной линии СНЗОН с частотой 6.7 ГГц в G358.93-0.03 (далее G358) [3]. После этого M2O впервые организовала обширную кампанию наблюдений, которая оказалась чрезвычайно успешной. Благодаря немедленному отклику было обнаружено беспрецедентное количество мазерных линий, включая многочисленные новые переходы [4-6], и были обнаружены новые виды мазеров [7]. Интерферометрические изображения в субмиллиметровом спектральном диапазоне с использованием интерферометров ALMA и SMA точно определили MYSO, с которым связаны вспыхивающие мазеры [5]. Было предположено, что самый яркий источник континуума MM1, который оказался горячим молекулярным ядром, испытал аккреционную вспышку. Впервые впечатляющее подтверждение этого события было получено с помощью интерферометрических наблюдений с высоким угловым разрешением мазерного излучения метанола на частоте 6.7 ГГц, которые выявили распространение мазерных пятен наружу, отслеживая распространение теплового излучения, исходящего от вспышки [8]. Последующие наблюдения в дальнем инфракрасном диапазоне на SOFIA дали возможность зарегистрировать увеличение потока и подтвердить, что вспышка мазеров в G358 вызвана аккреционным событием [9]. В этой работе также проведена оценка массы аккрецированного сгустка, равная Масс = 5.3 (+11.1,-4.4) 10-4 MO. Это значение говорит о том, что во время короткой вспышки G358 MM1 аккрецировал около 0.6 массы Юпитера, то есть планетную массу. Отметим, что ранее произведенная планетная оценка массы аккрецированного сгустка (0.3 массы Юпитера) во время события в NGC6334I-MM1 [2] в последнее время была пересмотрена в сторону существенного увеличения до значений звездных масс 0.1-0.3 Msun [10]. Таким образом, необходимы дополнительные подтверждения полученного планетного значения оценки массы аккрецированного фрагмента в G358 MM1. Первый аргументом в том, что вспышка в G358 MM1 закончилась и энергетические оценки останутся неизменными. Однако, этот аргумент не избавляет нас от неопределенности, связанной с другими допущениями. Другой аргумент основан на отличительных особенностях мазерного излучения в момент вспышки в G358 MM1. В работе [11] было показано, что при аккреции больших фрагментов фотосферное излучение звезды (основной источник нагрева во время вспышки G358 MM1 [9]) становится менее жёстким. Исследования мазерного излучения в момент вспышки G358 MM1 привели к обнаружению новых мазерных переходов в крутильно возбужденных состояниях, которые не были обнаружены ранее [4, 5]. Это свидетельствует о том, что во время вспышки G358 MM1 излучение было более жестким, что поддерживает гипотезу об аккреции фрагмента планетной массы и верности проведенной оценки.

#### О частоте аккреционных вспышек массивных звезд

В данный момент наблюдательные данные о вспышках массивных молодых звезд в инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах имеют недостаточную статистику для исследования явления и определения частоты аккреционных вспышек. Перспективный подход был предложен в работе [11], посвященной моделированию динамики аккреционных дисков. Частоту выпадения сгустков предложено оценивать на основе информации об истечениях и джетах. В этой работе было обращено внимание на то, что джеты присутствуют в окрестностях ряда молодых массивных звезд, на что указывают наблюдения в инфракрасном и радио диапазонах (например, инфракрасный обзор [12] и обзоры в радио [13, 14]. Исследования джетов дают ценную информацию о частоте выпадения сгустков, поскольку их изображения содержат сведения об истории выбросов, связанных с аккреционными вспышками. Рассмотрение изображений джетов показало удовлетворительное согласие с результатами теоретических расчетов, которые достаточно хорошо воспроизводят аккрецию фрагментов вещества, имеющих звездные массы, но не отражают ситуацию с фрагментами планетарных масс. Таким образом, существующая наблюдательная информация о джетах находится в соответствии с предположением о том, что джеты возникают только при аккреции фрагментов звездных масс и не воспроизводят полную картину, при которой происходит аккреция фрагментов планетарных масс. При этом, в предыдущем разделе было показано, что фрагменты планетарных масс в аккреционных дисках массивных молодых звездных объектов присутствуют и соответствующая аккреционная вспышка наблюдалась в G358-MM1. В работе [15] рассматриваются модели дисков вокруг массивных молодых звезд. Показано, что в этих объектах могут происходить вспышки с параметрами, близкими к наблюдаемым в G358-MM1 и S255IR, происхождение которых связано с приливным разрушением планет. При этом вопрос о том, как часто могут происходить такие события, в работе не затрагивался. Расчеты, приведенные в предыдущем разделе, показывают, что аккреция фрагмента массой в доли массы Юпитера приводит к изменениям светимости звезды, дающим мощную вспышку мазерного излучения излучения метанола на частоте 6.7 гГц. Длительность таких вспышек составляет месяцы, и они должны регистрироваться в рамках обширных регулярных мониторингов метанольных мазеров, проводимых в Хартебеестхуке [16], Торуне [17] и Ибараки [18] в течение десяти и более лет. Тем не менее, за время наблюдений было зарегистрировано только несколько вспышек большой интенсивности. При этом одна из них соответствовала аккреции фрагмента звездной массы, в ходе которой мог образоваться джет. Поэтому, несмотря на малую статистику, мы приходим к заключению, что частота выпадения сгустков на молодые звездные объекты из аккреционных дисков массивных звезд незначительно больше, в пределах порядка величины, частоты выпадения, определенной по джетам, а именно – несколько десятилетий для небольших фрагментов и тысячелетия для выпадения крупных фрагментов, в соответствии с работой [11].

Работа выполнена при поддержке проекта Минобрнауки "Теоретические и экспериментальные исследования формирования и эволюции внесолнечных планетных систем и характеристик экзопланет (№075-15-2020-780, договор 780-10/2).

- Stecklum Bringfried, Caratti o Garatti Alessio, Cardenas Maria Concepcion et al. The methanol maser flare of S255IR and an outburst from the high-mass YSO S255IR-NIRS3 more than a coincidence? // The Astronomer's Telegram. - 2016. - Vol. 8732. - P. 1.
- [2] Hunter T. R., Brogan C. L., MacLeod G. et al. An Extraordinary Outburst in the Massive Protostellar System NGC6334I-MM1: Quadrupling of the Millimeter Continuum // Astrophys. J. Lett. - 2017. - Vol. 837, № 2. - P. L29. 1701.08637.
- [3] Sugiyama Koichiro, Saito Yu, Yonekura Yoshinori, Momose Munetake. Bursting activity of the 6.668-GHz CH3OH maser detected in G 358.93-00.03 using the Hitachi 32-m // The Astronomer's Telegram. — 2019. — Vol. 12446. — P. 1.
- [4] Breen S. L., Sobolev A. M., Kaczmarek J. F. et al. Discovery of Six New Class II Methanol Maser Transitions, Including the Unambiguous Detection of Three Torsionally Excited Lines toward G 358.931-0.030 // Astrophys. J. Lett. - 2019. - Vol. 876, № 2. - P. L25. 1904. 06853.
- [5] Brogan C. L., Hunter T. R., Towner A. P. M. et al. Sub-arcsecond (Sub)millimeter Imaging of the Massive Protocluster G358.93-0.03: Discovery of 14 New Methanol Maser Lines

Associated with a Hot Core // Astrophys. J. Lett. — 2019. — Vol. 881, Nº 2. — P. L39. 1907.02470.

- [6] MacLeod G. C., Sugiyama K., Hunter T. R. et al. Detection of new methanol maser transitions associated with G358.93-0.03 // Mon. Not. R. Astron. Soc. -2019. Vol. 489, N<sup>o</sup> 3. P. 3981–3989. 1910.00685.
- [7] Chen Xi, Sobolev Andrej M., Ren Zhi-Yuan et al. New maser species tracing spiral-arm accretion flows in a high-mass young stellar object // Nature Astronomy. - 2020. - Vol. 4. -P. 1170-1176.
- [8] Burns R. A., Sugiyama K., Hirota T. et al. A heatwave of accretion energy traced by masers in the G358-MM1 high-mass protostar // Nature Astronomy. — 2020. — Vol. 4. — P. 506–510.
- [9] Stecklum B., Wolf V., Linz H. et al. Infrared observations of the flaring maser source G358.93-0.03. SOFIA confirms an accretion burst from a massive young stellar object // Astron. Astrophys. - 2021. - Vol. 646. - P. A161. 2101.01812.
- [10] Hunter T. R., Brogan C. L., De Buizer J. M. et al. The Extraordinary Outburst in the Massive Protostellar System NGC 6334 I-MM1: Strong Increase in Mid-Infrared Continuum Emission // Astrophys. J. Lett. - 2021. - Vol. 912, № 1. - P. L17. 2104.05187.
- [11] Meyer D. M. A., Vorobyov E. I., Elbakyan V. G. et al. Parameter study for the burst mode of accretion in massive star formation // Mon. Not. R. Astron. Soc. -2021. Vol. 500,  $N^{\circ} 4. P. 4448-4468. 2011.05017.$
- [12] Caratti o Garatti A., Stecklum B., Linz H. et al. A near-infrared spectroscopic survey of massive jets towards extended green objects // Astron. Astrophys. — 2015. — Vol. 573. — P. A82. 1410.4041.
- [13] Purser S. J. D., Lumsden S. L., Hoare M. G., Kurtz S. A Galactic survey of radio jets from massive protostars // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2021. - Vol. 504, № 1. - P. 338-355. 2103.08990.
- [14] Obonyo W. O., Lumsden S. L., Hoare M. G. et al. A multi-epoch study of radio continuum emission from massive protostars // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2021. - Vol. 501, № 4. -P. 5197-5211. 2012.12822.
- [15] Elbakyan Vardan G., Nayakshin Sergei, Vorobyov Eduard I. et al. Accretion bursts in highmass protostars: A new test bed for models of episodic accretion // Astron. Astrophys. – 2021. – Vol. 651. – P. L3. 2106.08734.
- [16] Goedhart S., Gaylard M. J., van der Walt D. J. Long-term monitoring of 6.7-GHz methanol masers // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2004. - Vol. 355, № 2. - P. 553-584.
- [17] Szymczak M., Hrynek G., Kus A. J. A survey of the 6.7 GHz methanol maser emission from IRAS sources. I. Data // Astron. Astrophys., Suppl. Ser. 2000. Vol. 143. P. 269-301.
- [18] Sugiyama Koichiro, Yonekura Yoshinori, Motogi Kazuhito et al. Flux Monitoring of 6.7 GHz Methanol Maser to Systematically Research Periodic Variations Using the Hitachi 32-m // Publication of Korean Astronomical Society. — 2015. — Vol. 30, № 2. — P. 129–131.

## ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОСТИ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ АСТЕРОИДНОЙ ДИНАМИКИ В РАЗЛИЧНЫХ ОРБИТАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРАХ

О. М. Сюсина<sup>1</sup>, В. А. Авдюшев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Томский государственный университет

Рассмотрено влияние выбора начальной эпохи и состава определяемых орбитальных параметров на нелинейность обратных задач астероидной динамики. Показано, что с точки зрения моделирования орбитальной неопределенности на основе ковариационных матриц для объектов, наблюдавшихся на малых дугах, в качестве орбитальных параметров предпочтительнее выбирать декартовые переменные: в этом случае степень нелинейности обратной задачи существенно меньше, нежели в орбитальных элементах. Кроме того, она становится минимальной при выборе начальной эпохи вблизи среднеарифметического всех моментов наблюдений.

#### STUDY OF THE NONLINEARITY OF INVERSE ASTEROIDS DYNAMICS PROBLEM IN VARIOUS ORBITAL PARAMETERS

**O. M. Syusina<sup>1</sup>, V. A. Avdyushev<sup>1</sup>** <sup>1</sup>Tomsk State University

The influence of the choice of the initial epoch and the kind of the orbital parameters on the nonlinearity of inverse problems of asteroid dynamics is considered. It is shown that from the point of view of modeling orbital uncertainty based on covariance matrices for objects observed on small arcs, it is preferable to choose Cartesian variables as orbital parameters: in this case, the degree of nonlinearity of the inverse problem is significantly less than in Keplerian elements. In addition, it becomes minimal when choosing an initial epoch near the arithmetic mean of all the moments of observations.

# Введение

В моделировании вероятностной орбитальной эволюции астероидов очень важным этап формирования начального облака неопределенности является на основе наблюдательных данных при определении астероидной орбиты. Для этого применяются либо линейные, либо нелинейные стохастические методы [1], [2] [3] [4]. Линейные методы — очень простые, но могут быть недостаточно точными при моделировании большой неопределенности, которая может иметь весьма сложную конфигурацию в параметрическом пространстве вследствие сильной нелинейности. В этом случае необходимо прибегать к нелинейным методам, которые, однако, очень сложные и трудоемкие. Поэтому, разумеется, целесообразно прибегать к линейным стохастическим методам, если нелинейность слабая. Между тем оценить ее позволяют так называемые показатели нелинейности [5], [6].

<sup>(</sup>c) Сюсина О. М., Авдюшев В. А., 2022

# Численный эксперимент

Сильная нелинейность может быть следствием неудачного выбора состава орбитальных параметров. В работе на примере потенциально опасных астероидов исследуется нелинейность в двух параметрических пространствах — декартовом и кеплеровом. На основе наблюдательных данных центра малых планет (https://www.minorplanetcenter.net/) среди потенциально опасных астероидов были выбраны объекты, наблюдаемые в одном появлении, а именно 410 астероидов. Такие объекты являются наиболее интересными, поскольку многие из них наблюдались в очень короткие периоды, что также является одним из главных фактором сильной нелинейности в обратных задачах астероидной динамики. Для каждого астероида была решена задача оценивания в пространстве декартовых и кеплеровых переменных, и определена степень нелинейности задачи. Результаты исследования показали следующее: в декартовом параметрическом пространстве для почти половины астероидов (48%) нелинейность слабая, т.е. для них можно использовать линейные стохастические схемы. В кеплеровом пространстве ситуация значительно хуже: для 90% астероидов нелинейность сильная. Поэтому при моделировании вероятностной орбитальной эволюции таких объектов для построения начальной параметрической неопределенности необходимо использовать только нелинейные подходы. Таким образом, для астероидов с наблюдениями на очень коротких дугах в качестве определяемых параметров предпочтительнее выбирать декартовы переменные. При появлении новых наблюдений с увеличением их периода степень нелинейности обратной задачи, как правило, уменьшается, и она в итоге становится слабо нелинейной как в пространстве кеплеровых, так и в пространстве декартовых переменных.

Неудачный выбор начальной эпохи также может являться причиной значительной нелинейности. Следует заметить, что с точки зрения математической статистики изменение начальной эпохи фактически является преобразованием параметров, поскольку отнесенные на разные эпохи параметры, несмотря на то что они одной природы, в действительности разные, хотя преобразуются друг в друга посредством орбитальной модели.

Как показали наши исследования, в пространстве декартовых переменных нелинейность более чувствительна к выбору начальной эпохи вне интервала наблюдений. Для всех рассматриваемых объектов при смещении начальной эпохи относительно значения, равного среднеарифметическому всех моментов наблюдений, нелинейность усиливается, превращая задачу из слабо или умерено нелинейной в сильно нелинейную. Чем меньше период наблюдений астероида, тем быстрее ухудшается нелинейность задачи с удалением начальной эпохи.

На рис. 1 на примере астероида 2020 КО5 (52 наблюдения, период наблюдений 218 сут.) показано поведение показателя параметрической нелинейности [5] в зависимости от выбора начальной эпохи в пространстве декартовых переменных (черная сплошная линия) и кеплеровых элементов (серая пунктирная линия). На рисунке ноль по оси абсцисс соответствует среднеарифметическому всех моментов наблюдений,  $\Delta t$  обозначена мерная дуга объекта. Из графика видно, что в кеплеровом пространстве на всем рассматриваемом интервале показатель нелинейности не переходит пороговое значение, равное 0.001, и задача оценивания остается слабонелинейной. Тогда как в пространстве декартовых переменных нелинейность постепенно увеличивается, и обратная задача становится сначала умеренно (больше значения 0.001), а затем и сильно нелинейной (больше значения 0.01).

Таким образом, в пространстве декартовых переменных нелинейность существенно зависит от выбора начальной эпохи: внутри или вне интервала, охваченного наблюдениями.



Рис. 1. Зависимость величины параметрической нелинейности от смещения начальной эпохи относительно среднеарифметического моментов наблюдений

## Заключение

Нелинейность задачи оценивания зависит от выбора параметрического пространства и от выбора эпохи, к которой отнесены эти параметры: внутри или вне интервала, охваченного наблюдениями. На большой выборке объектов (410 потенциально опасных астероидов, наблюдавшихся в одном появлении) показано, что в случае исследования объектов, наблюдаемых на небольшом мерном интервале, нелинейность будет минимальной в пространстве декартовых параметров, которые определены на эпоху вблизи среднеарифметического всех моментов наблюдений.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № 0721-2020-0049)

- [1] Milani A. The asteroid identification problem I: Recovery of lost asteroids // Icarus. 1999. Vol. 137. P. 269–292.
- [2] Muinonen K., Virtanen J., Granvik M., Laakso T. Asteroid orbits using phase-space volumes of variation // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2006. - Vol. 368. - P. 809-818.
- [3] Virtanen J., Muinonen K., Bowell E. Statistical ranging of asteroid orbits // Icarus. 2001. – Vol. 154. – P. 412–431.
- [4] Avdyushev V. Nonlinear methods of statistic simulation of virtual parameter values for investigating uncertainties in orbits determined from observations // Cel. Mech. and Dyn.Astr. - 2011. - Vol. 110. - P. 369-388.
- [5] Авдюшев В. А., Сюсина О. М., Тамаров В. А. Нелинейность в обратных задачах астероидной динамики // Астрономический вестник. Исследования Солнечной системы. — 2021. — Vol. 55. — Р. 84–96.
- [6] Syusina O. M., Chernitsov A. M., Tamarov V. A. Construction of confidence regions in problem on probabilistic study into motion of minor bodies of the Solar System // Solar System Research. - 2012. - Vol. 46. - P. 195-207.

#### ПОИСК АСИММЕТРИИ ИНФРАКРАСНОГО ПРОФИЛЯ ЯРКОСТИ ЭКЗОПЛАНЕТЫ HD209458B

#### А. А. Федотов, Р. В. Балуев

Санкт-Петербургский государственный университет

Целью настоящей работы является создание основы для дальнейшего поиска неоднородностей поверхностной яркости экзопланет. Мы представляем реализацию моделей Гауссовских процессов для анализа кривых блеска вторичных затмений горячих юпитеров. Для этой работы использовались наблюдения инструмента Spitzer/IRAC в полосе 3.6 мкм для HD209458b. Полученная глубина затмения составляет 0.094±0.013% от общего потока системы, а отклонение центра затмения, от рассчитанного по элементам орбиты, составляет 2.48±3.64 минуты, что согласуется с результатами предыдущих работ.

#### SEARCH FOR ASYMMETRY OF EXOPLANET HD209458B INFRARED BRIGHTNESS PROFILE

#### A. A. Fedotov, R. V. Baluev

Saint Petersburg State University

The aim of the present work is establish a basis of the further search of surface brightness inhomogeneities of exoplanets. We present an implementation of Gaussian process method, which is used to analyse the secondary eclipses lightcurves of hot Jupiters. 3.6  $\mu$ m band observations of Spitzer/IRAC instrument for HD209458b were used for this study. The obtained depth of the eclipse is  $0.094\pm0.013\%$  of the total flux of the system, and values of the eclipse centre offset from the calculated orbital elements is  $2.48\pm3.64$  minutes. This results are consistent with the results of previous works.

# Введение

Сегодня изучение экзопланет быстро развивается. При этом основной акцент все больше смещается от обнаружения новых объектов к изучению физических характеристик уже открытых. Важным источником информации о планетах служит их собственное излучение. Однако, его сложно зафиксировать, так как яркость родительской звезды превосходит планетную на несколько порядков. Проще всего его зафиксировать при заходе планеты за звезду (вторичном затмении). Тогда излучение планеты полностью затмевается звездой за многим меньшее время, чем фазовая переменность яркости.

Анализ кривых блеска вторичных затмений позволяет уточнить форму планеты и распределение поверхностной яркости. Наибольшую относительную глубину имеют затмения горячих юпитеров, так как они сильно нагреты своими звездами и имеют наибольшие для экзопланет радиусы. Причем в инфракрасном диапазоне, где находится максимум теплового излучения таких планет, затмение глубже, чем на других длинах волн. Важной особенностью горячих юпитеров является наличие у них приливного захвата со звездой, что вызывает интенсивные ветра, переносящие энергию с дневной стороны на ночную. В результате наиболее горячая область (горячее пятно) смещается от подзвездной

<sup>©</sup> Федотов А. А., Балуев Р. В., 2022

точки [1]. В представленной работе производится поиск отклонений в кривой вторичного затмения, вызываемых подобным смещением.

Подобный вопрос рассматривался другими авторами [2–4]. Также стоит упомянуть, что эта работа является развитием представленной ранее [5].

Для анализа использовались метод обработки наблюдений и набор данных из предыдущего этапа работы. А именно, наблюдения в полосе 3.6 мкм инструмента IRAC телескопа Spitzer. Предобработанные (BCD; Basic Calibrated Data) fits-файлы были взяты из открытого доступа (https://sha.ipac.caltech.edu/applications/Spitzer/SHA/). Кривые блеска были получены при помощи апертурной фотометрии с использованием радиуса апертуры в 4 пикселя, кольцом фона шириной 12 пикселей и зазором между ними в 8 пикселей. Выбор ширины апертуры был обусловлен примерным расстоянием, на котором яркость объекта становится того же порядка, что и фон. Перед фотометрией 64 кадра содержащихся в одном трёхмерном fits-файле усреднялись.

# Модель шума

Полученная на предыдущем этапе работы фотометрическая кривая содержит в себе значительные шумы. Причиной наиболее заметных из них является то, что Spitzer не был предназначен для высокоточной фотометрии ярких точечных объектов. Поэтому в данных имеется ряд артефактов, которые не устраняются автоматической предобработкой. В использованной полосе основной вклад вносили ошибки, связанные с неоднородностью чувствительности каждого пикселя по своей площади [6]. Так как доля самого яркого пикселя составляет 30-40% в потоке звезды, а её смещение во время наблюдения имеет порядок 0.1 пикселя, то неоднородность чувствительности наиболее освещённого пикселя порождает коррелированный шум в величиной порядка 1% считываемого сигнала. При достижении некоторого отклонения телескоп доводится на источник, а так как скорость смещения телескопа не сильно изменяется, то эта процедура порождает квазипериодический шум.

В предыдущей работе [5] в качестве модели приближения коррелированного шума применялись полиномы 5 степени, а квазипериодический шум приближался синусоидой. Параметры модели подбирались при помощи метода наименьших квадратов. Поиск неоднородностей же проводился при помощи бинирования невязок всех наблюдений, время на которых привязывалось к моменту центра вторичного затмения. Однако, полученная точность не позволила однозначно зафиксировать возможные отклонения, связанные с неоднородностью распределения яркости по поверхности планеты.

В представляемой работе для моделирования шума используется метод основанный на гауссовом процессе (GP-модель). Рассмотрим его основную идею. Пусть имеется ряд d из N наблюдений с гауссовыми ошибками  $\sigma$ . Также имеется некоторая модель  $\mu$ , зависящая от набора параметров  $\alpha$ . В такой ситуации можно посчитать вероятность того, что модель с этим набором параметров соответствует наблюдениям:

$$p(d|\alpha) = \prod_{i=1}^{N} \frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(d_i - \mu_i)^2}{2\sigma_i^2}\right) = N(\boldsymbol{\mu}, \boldsymbol{\Sigma}),\tag{1}$$

где  $\mu$  — математическое ожидание, а  $\Sigma$  — диагональная ковариационная матрица, элементами которой являются дисперсии ошибок данных. В этой ситуации подбор наиболее подходящих параметров соответствует поиску максимума  $p(d|\alpha)$  по  $\alpha$ . Подобная функция называется функцией правдоподобия. Основная идея применяемого в этой работе метода заключается в максимизации правдоподобия.

Однако, описанная выше идея предполагает хорошее понимание, как ведет себя шум, чтобы учесть все коррелированные его компоненты. На практике такое понимание присутствует не всегда. Может оказаться, что хотя в шуме и присутствует явная зависимость от предыдущих значений, но эту зависимость нельзя описать строгой функциональной формой. Эту проблему можно решить, если включить корреляцию между соседними элементами ряда. Корреляции будут иметь вид недиагональных элементов матрицы Σ и соответствовать некоторой зависимости одних значений модели от других.

Тогда отпадает необходимость включать явное функциональное описание шума, но становится необходимым вводить дополнительно некоторую функцию ядра, отвечающую за заполнение недиагональных элементов матрицы. При этом, моделируя статистическую ковариацию между точками данных, а не детерминированную функцию шума, можно охватить широкий диапазон поведения моделей с относительно небольшим количеством свободных параметров. Такая модель становится более экономной и гибкой. Подробнее про использованный метод подбора параметров модели и функции ядра смотреть в статье [7].

В этой работе в качестве функции ядра применялась (2):

$$k(\Delta t_{ij}) = \sigma_{\rm WN}^2 \delta_{ij} + \sigma_{\rm RN}^2 \exp\left(-\frac{\Delta t_{ij}^2}{2l^2}\right) + d\cos\left(\frac{2\pi\Delta t_{ij}}{P}\right) \exp\left(-\frac{|\Delta t_{ij}|}{\tau}\right), \qquad (2)$$

где первое слагаемое соответствовало белому гауссовому шуму, второе слагаемое — красному шуму, а третье — квазипериодической составляющей. Эта функция зависит от разности моментов времени между отдельными кадрами ( $\Delta t_{ij}$ ), а  $\delta_{ij}$  является символом Кронекера.

Пуассоновский шум аппроксимировался гауссовым ( $\sigma_{WN}^2 \delta_{ij}$ ), так как количество считываемых электронов велико (6 × 10<sup>4</sup> в пределах апертуры и 2 × 10<sup>4</sup> с самого яркого пикселя в каждом из осредняемых кадров).

Также в модель был вынесен тренд, состоящий из полиномов третьей степени. Третья степень обусловлена тем, что при большем значении степени полинома гессиан модели приближался к вырождению. Это мешало сходимости параметров.

# Модель сигнала

В качестве основной модели затмения использовалось приближение равномерно яркого диска планеты, равномерно и прямолинейно заходящего за звезду с некоторым прицельным параметром. Модель зависимости закрываемой звездой доли экзопланеты можно увидеть в качестве простейшей модели из статьи [8]. Основные параметры системы взяты из работы [9]. В качестве двух свободных параметров использовались отношение яркости планеты к яркости звезды и отклонение центра вторичного затмения от фазы соответствующей 0.5.

Также в ходе работы для моделирования неоднородности были добавлены полиномы третьей степени, ограниченные фазой захода и выхода затмения и зависящие от расстояний между центрами планеты и звезды. Два корня этих полиномов соответствовали началу и концу захода/выхода планеты за диск звезды, а третий был свободным параметром. Также свободным параметром был коэффициент, на который этот полином умножался. Для фаз захода и выхода затмения свободные параметры подбирались отдельно, что давало в общей сумме 4 дополнительных свободных параметра затмения.

Моделирование проходило для всех затмений совместно. При этом параметры шума подбирались независимо для каждой инфракрасной кривой блеска, а параметры затмения были для всех общие.

# Результаты

Были получены значение отклонения центра затмения в 2.48±3.64 минуты и глубины вторичного затмения в 0.094±0.013%. Эти значения согласуются с результатами предыдущего этапа работы (1.64±1.29 минуты, 0.101±0.009%) и результатами других авторов [4]. Стоит отметить, что погрешность GP-модели оказалась большей, чем МНК, изза игнорирования на предыдущем этапе корреляционной структуры шума. По этой причине новую оцеку мы считаем более адекватной.

Значение параметра целевой функции f (равного  $-\log L$ , где L значение функции правдоподобия) для модели с коррелированным шумом составляет f = -219822.9, что меньше чем для модели только с белым шумом (f = -205077.4). Этот факт подтверждает лучшее соответсвие данным модели с коррелированным шумом.

В результате работы был реализован алгоритм, проводящий анализ данных вторичного затмения на основе GP-модели. На использованных данных не удалось обнаружить возможных отклонений от простейшей модели вторичного затмения. В дальнейшем планируется улучшение методов фотометрической обработки наблюдений и расширение количества наблюдательных дынных при помощи исследования других планет.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039). (получатель Р.В.Балуев)

- Showman A. P., Guillot T. Atmospheric circulation and tides of "51 Pegasus b-like" planets // Astron. Astrophys. - 2002. - Vol. 385. - P. 166–180. astro-ph/0202236.
- [2] Knutson H. A., Charbonneau D., Allen L. E. et al. A map of the day-night contrast of the extrasolar planet HD 189733b // Nature. — 2007. — Vol. 447, № 7141. — P. 183–186. 0705.0993.
- [3] Majeau C., Agol E., Cowan N. B. A Two-dimensional Infrared Map of the Extrasolar Planet HD 189733b // Astrophys. J. Lett. - 2012. - Vol. 747, № 2. - P. L20. 1202.1883.
- [4] de Wit J., Gillon M., Demory B. O., Seager S. Towards consistent mapping of distant worlds: secondary-eclipse scanning of the exoplanet HD 189733b // Astron. Astrophys. - 2012. - Vol. 548. - P. A128. 1202.3829.
- [5] Fedotov A. A., Karelin G. M. First steps to mapping of exoplanets: modeling secondary eclipses and search inhomogeneities in the infrared brightness profiles // Астрономия и исследование космического пространства. 2021. Ural University Press.
- [6] Evans T. M., Aigrain S., Gibson N. et al. A uniform analysis of HD 209458b Spitzer/IRAC light curves with Gaussian process models // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2015. Vol. 451, № 1. P. 680–694. 1504.05942.
- [7] Baluev R. V. PlanetPack3: A radial-velocity and transit analysis tool for exoplanets // Astronomy and Computing. 2018. Vol. 25. P. 221-229. 1809.07052.
- [8] Baluev R. V., Shaidulin V. Sh. Analytic models of the Rossiter-McLaughlin effect for arbitrary eclipser/star size ratios and arbitrary multiline stellar spectra // Mon. Not. R. Astron. Soc. -2015. Vol. 454,  $N^{\circ}$  4. P. 4379–4399. 1506.01874.

[9] Bonomo A. S., Desidera S., Benatti S. et al. The GAPS Programme with HARPS-N at TNG. XIV. Investigating giant planet migration history via improved eccentricity and mass determination for 231 transiting planets // Astron. Astrophys. - 2017. - Vol. 602. - P. A107. 1704.00373.

#### Анализ механизмов переменности и свойств мазера метанола G33.641-0.228

#### С. А. Хайбрахманов<sup>1,2</sup>, А. М. Соболев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет, <sup>2</sup>Челябинский государственный университет

Систематизируются наблюдаемые свойства мазера метанола G33.641-0.228 и обсуждаются возможные механизмы его вспышек и переменности. Предполагается, что вспышки обусловлены повышением светимости звезды в результате кратковременного повышения темпа аккреции вещества на поверхность звезды и соответствующим разогревом окружающего вещества. Показывается, что магнитное поле в области возникновения мазера является динамически сильным. Наблюдаемые вспышки могут быть вызваны аккрецией вещества массой  $0.01 - 1 M_J$  в зависимости от длительности вспышки, массы и светимости звезды. Выдвигается гипотеза о том, что короткопериодическая переменность излучения мазерной линии обусловлена колебаниями звезды, вызванными эпизодическими падениями вещества на ее поверхность.

#### ANALYSIS OF THE MECHANISMS OF VARIABILITY AND PROPERTIES OF THE METHANOL MASER G33.641-0.228

S. A. Khaibrakhmanov<sup>1,2</sup>, A. M. Sobolev<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Ural Federal University, <sup>2</sup>Chelyabinsk State University

The observed properties of the methanol maser G33.641-0.228 are systematized, and the possible mechanisms of its bursts and variability are discussed. It is assumed that the burst is caused by an increase in the luminosity of the star as a result of a short-term increase in the rate of accretion of matter onto the surface of the star and the corresponding heating of the surrounding matter. It is shown that the magnetic field in the region where the maser appears is dynamically strong. The observed flares can be caused by the accretion of matter with a mass of  $0.01 - 1 M_J$ , depending on the duration of the flare, the mass and luminosity of the star. It is hypothesized that the short-term variability of the maser line emission is due to the oscillations of the star caused by episodic accretion of matter on its surface.

#### Введение

Космическое мазерное излучение является важным инструментом исследования межзвездной среды. Мазеры метанола возникают в областях образования массивных звезд [1] и могут дать информацию как о свойствах самой звезды, так и околозвездного вещества. Многие наблюдаемые мазеры являются переменными — время от времени интенсивность их излучения резко возрастает и затем уменьшается. Такое поведение, как правило, ассоциируется с соответствующей переменностью излучения молодой звезды. Однако механизмы переменности до сих пор детально не исследованы.

<sup>©</sup> Хайбрахманов С. А., Соболев А. М., 2022

#### Наблюдательные данные

Рассматриваемый источник расположен в области массивного звездообразования G33.64-0.21. В источнике наблюдается 5 спектральных компонент мазерной линии метанола. Компонента II демонстрирует переменность. Фуджисава и др. [2]зарегистрировали вспышку, в процессе которой плотность потока выросла в 7 раз по сравнению со спокойным состоянием за 1 день и затем экспоненциально уменьшилась до первоначального состояния за дней. Фуджисава и др. [3] зарегистрировали 5 вспышек за 294 дня наблюдений в период с 2009 по 2012 гг. Каждая вспышка характеризуется ростом плотности потока излучения в 4-25 раз по сравнению со спокойным состоянием за 1-3 дня и последующим уменьшением плотности потока в течение 5 дней. Коджима и др. [4] зарегистрировали 11 вспышек с близкими периодами и амплитудами в период с 2014 по 2015 гг. Берзинш и др. [5] сообщили о мощной вспышке, произошедшей 25 августа 2016 г. Плотность потока выросла в 13 раз. Фаза затухания вспышки длилась порядка 25 дней.

Кривые блеска, построенные Фуджисавой и др [3], демонстрируют короткопериодические колебания амплитудой до 50% во время мазерных вспышек. Период колебаний составляет около суток, амплитуда — порядка 20 Ян. Коджима и др. [4] также обнаружили короткопериодическую переменность вспышки, произошедшей с 57321 до 57329 МЈD. Берзинш и др. [5] зарегистрировали похожие суточные колебания в наблюдениях фазы спада вспышки 25 августа 2016.

#### Анализ

Согласно Крэгг и др. [1] метанольные мазеры возникают в областях массивного звездообразования с плотностью  $n_{\rm M} = 10^5 - 10^8 \text{ см}^{-3}$  и температурой пыли  $T_{\rm M} \gtrsim 100 \text{ K}$ . Интенсивное излучение массивной молодой звезды нагревает вещество в ее окрестности, и инфракрасное излучение нагретых таким образом пылинок приводит к накачке мазера. Будем считать, что массивный молодой звездный объект представляет собой молодую звезду массой  $M_{\star}$ , светимостью  $L_{\star}$  и эффективной температурой  $T_{\star}$ , окруженную плотной оболочкой. Молодая звезда, вероятно, окружена протозвездным аккреционным диском.

**Характеристики области возникновения мазера.** Оценим расстояние  $r_{\rm M}$  от молодой звезды до области возникновения мазера. Будет полагать, что температура вещества в области возникновения мазера  $T_{\rm M} \approx 100$  К определяется нагревом за счет поглощения излучения звезды. В предположении сохранении потока излучения звезды для  $L_{\star} = 1.2 \times 10^4 L_{\odot}$  [2] получим

$$r_{\rm M} = 1670 \,\mathrm{a.e.} \, \left(\frac{T_{\rm M}}{100 \,\mathrm{K}}\right)^{-2} \left(\frac{L_{\star}}{1.2 \times 10^4 \,L_{\odot}}\right)^{1/2},$$
 (1)

Используя данные измерений индукции магнитного поля в области мазера,  $B_{\rm M} = 18 \ {\rm MFc}$  [6], оценим отношение газового и магнитного давлений в этой области,

$$\beta = 0.01 \left(\frac{n_{\rm M}}{10^6 \,{\rm cm}^{-3}}\right) \left(\frac{T_{\rm M}}{100 \,{\rm K}}\right) \left(\frac{B_{\rm M}}{18 \,{\rm m}\Gamma {\rm c}}\right)^{-2}.$$
(2)

Таким образом, магнитное поле является динамически сильным,  $\beta \ll 1$ , на  $r_{\rm M}$  при характерных плотности и температуре.

Механизмы мазерных вспышек Квазипериодические мазерные вспышки могут быть обусловлены квазипериодическим процессом резкого повышения светимости звезды, вызванного эпизодической аккрецией вещества на ее поверхность (см. [7]). В таком случае продолжительность эпизода аккреции  $\Delta t$  примерно соответствует времени нарастания плотности потока мазерной линии во процессе мазерной вспышки.

Будем считать, что повышение светимости звезды примерно равно кинетической энергии, переданной звезде аккрецированным веществом за время  $\Delta t$ . Полагая, что аккрецирующее во время вспышки вещество падает в режиме свободного падения, получим оценку темпа аккреции во время вспышки

$$\dot{M}_{\rm b} = 4.3 \times 10^{-4} \, \frac{M_{\odot}}{\rm rog} \left(\frac{M_{\star}}{8 \, M_{\odot}}\right)^{-1} \left(\frac{T_{\star}}{2 \times 10^4 \, \rm K}\right)^{-2} \left(\frac{L_{\star}}{1.2 \times 10^4 \, L_{\odot}}\right)^{3/2} (f_{\rm b} - 1), \tag{3}$$

где  $f_{\rm b} = L_{\rm b}/L_{\star}$  – отношение светимостей звезды во время вспышки  $L_{\rm b}$  и в спокойном состоянии  $L_{\star}$ . Соответствующая масса падающего вещества определяется как  $M_{\rm b} = \dot{M}_{\rm b}\Delta t$ .

На Рисунке 1 показана зависимость  $M_{\rm b}(\Delta t)$  для различных параметров звезды. При характерных значениях параметров, масса падающего вещества варьируется от 0.01  $M_{\rm J}$  (короткие вспышки,  $\Delta t = 1$  день, малая масса,  $M = 8 M_{\odot}$ , и светимость протозвезды  $L_{\star} = 1.2 \times 10^4 L_{\odot}$ ) до 1  $M_{\rm J}$  (более продолжительные вспышки,  $\Delta t = 100$  дней, большая масса,  $M = 20 M_{\odot}$ , и светимость протозвезды  $L_{\star} = 1.44 \times 10^4 L_{\odot}$  [8]).



Рис. 1. Зависимость массы аккрецированного во время вспышки вещества от длительности вспышки и параметров звезды

Возможный механизм короткопериодической переменности Эпизодические процессы падения вещества на звезду могут приводить к нарушению ее механического равновесия и возникновению пульсаций звезды. Используя уравнение гидростатического равновесия и уравнение состояния идеального газа можно получить оценку периода сферически-симметричных колебаний звезды (см., например, [9]),  $P_{\rm s} = \sqrt{\frac{3\pi}{2G\langle\rho\rangle}}$ , где G гравитационная постоянная,  $\langle \rho \rangle$  — средняя плотность звезды. При характерных параметрах звезды получим

$$P_{\rm s} = 19 \,\mathrm{y} \left(\frac{R}{R_{\star}}\right)^{3/2} \left(\frac{M}{8 \,M_{\odot}}\right)^{-1/2}.\tag{4}$$

Полученная оценка периода колебаний звезды по порядку величину совпадает с периодами короткопериодической переменности на кривых блеска мазерных вспышек.

#### Заключение

Оценки показывают, что магнитное поле в области образования мазера G33.641-0.228 является динамически сильным. Такая ситуация может реализоваться в разреженной области вблизи поверхности протозвездного аккреционного диска. В данной области возможно пересоединение линий магнитного поля или развитие различного рода магнитогазодинамических неустойчивостей, например, неустойчивости, вызванной магнитной плавучестью. Эти процессы также могут быть причиной вспышек [2] (см. также [10]).

В зависимости от длительности вспышки,  $\Delta t = 1 - 100$  дней, массы протозвезды в диапазоне  $8 - 20 M_{\odot}$  и светимости во вспышечном состоянии  $10 - 100 L_{\odot}$ , масса падающего во время аккреционных вспышек вещества варьируется от 0.01 до 1 массы Юпитера.

Короткопериодическая переменность излучения мазерной линии, которая наблюдается во время вспышек, может быть обусловлена механическими колебаниями звезды, вызванными эпизодическими падениями вещества на ее поверхность. Аналитическая оценка периода колебаний звезды согласуется с типичными значениями периода переменности, составляющими несколько часов.

Авторы признательны правительству Российской Федерации и Министерству высшего образования и науки РФ за поддержку по гранту 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039, договор 780-10). Авторы благодарят рецензента за полезные комментарии.

- Cragg D. M., Sobolev A. M., Godfrey P. D. Models of class II methanol masers based on improved molecular data // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2005. - Vol. 360, № 2. - P. 533-545. astro-ph/0504194.
- [2] Fujisawa Kenta, Sugiyama Koichiro, Aoki Nozomu et al. Bursting Activity in a High-Mass Star-Forming Region G33.64-0.21 Observed with the 6.7GHz Methanol Maser // Publ. Astron. Soc. Jpn. - 2012. - Vol. 64. - P. 17. 1109.2429.
- [3] Fujisawa Kenta, Aoki Nozomu, Nagadomi Yoshito et al. Observations of the bursting activity of the 6.7 GHz methanol maser in G33.641-0.228 // Publ. Astron. Soc. Jpn. 2014. Vol. 66,  $\mathbb{N}$  6. P. 109. 1408.3695.
- [4] Kojima Y., Fujisawa K., Motogi K. The bursting variability of 6.7 GHz methanol maser of G33.641-0.228 // Astrophysical Masers: Unlocking the Mysteries of the Universe / ed. by A. Tarchi, M. J. Reid, P. Castangia. 2018. Vol. 336. P. 336–337.
- [5] Bērziņš Kārlis, Shmeld Ivar, Aberfelds Artis. Rapid burst of 6.7 GHz methanol maser in the high mass star region G33.641-0.228 // Astrophysical Masers: Unlocking the Mysteries of the Universe / ed. by A. Tarchi, M. J. Reid, P. Castangia. — 2018. — Vol. 336. — P. 61–62.
- [6] Vlemmings W. H. T. A new probe of magnetic fields during high-mass star formation. Zeeman splitting of 6.7 GHz methanol masers // Astron. Astrophys. — 2008. — Vol. 484, № 3. — P. 773–781. 0804.1141.

- [7] Stecklum B., Wolf V., Linz H. et al. Infrared observations of the flaring maser source G358.93-0.03. SOFIA confirms an accretion burst from a massive young stellar object // Astron. Astrophys. - 2021. - Vol. 646. - P. A161. 2101.01812.
- [8] Olech M., Szymczak M., Wolak P. et al. 6.7 GHz variability characteristics of new periodic methanol maser sources // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2019. - Vol. 486, № 1. - P. 1236.
- [9] Засов А. В., Постнов К. А. Общая астрофизика. Фрязино : Век 2, 2017.
- [10] Dudorov A. E., Khaibrakhmanov S. A., Sobolev A. M. Dynamics of magnetic flux tubes in accretion discs of T Tauri stars // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2019. — Vol. 487, № 4. — P. 5388–5404. 1906.05133.

#### Система управления телескопа «Синтез»

#### **А. В. Харченко<sup>1</sup>, С. В. Назаров<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>АО «ЦНТЭЭ», <sup>2</sup>Крымская астрофизическая обсерватория РАН

В 2018 году в КРАО было начато восстановление экспериментального телескопа «Синтез» [1] с созданием новой оптики и системы управления. В этой работе мы представляем описание системы управления телескопом и ближайшие перспективы.

В настоящее время система управления создана и работает, производятся наблюдения с помощью временного телескопа диаметром 350 мм на монтировке «Синтеза». Решены задачи по управлению сложными инерционными приводами осей монтировки и написанию программного обеспечения для управления (ASCOM-драйверы).

Начата работа по созданию на базе телескопа, полностью автоматического инструмента, способного работать самостоятельно без участия человека.

#### "Sintez" telescope control system

#### **A. V. Kharchenko<sup>1</sup>, S. V. Nazarovy<sup>2</sup>** <sup>1</sup>CNTEE JSC, <sup>2</sup>Crimean Astrophysical Observatory RAS

At the beginning of 2018, process of "Sintez" telescope reconstruction was started. Planned construction of new optical system and new control system development. In this paper, we present a description of the new control system and its future enhancements.

Now (end of 2021) new control system has developed, built and fully functional, optical system reconstruction planned in future and small 350 mm telescope temporary being used for scientific imaging. Developed control software (ASCOM drivers and service interface) for mount and system controller.

Started process of robotic control system development. System will work continuously without human intervention and will automatically plan tasks for execution, execute tasks and present imaging result to users.

# Введение

В 1978 году в Крымской астрофизической обсерватории был введён в строй экспериментальный телескоп «Синтез» («ACT-1200»). Телескоп имеет главное зеркало диаметром 1.2 м, состоящее из семи шестиугольных сегментов, фокусное расстояние 12 м. Телескоп установлен в павильоне с откатной крышей, на экваториальной монтировке вилочного типа. Эксперимент ставился чтобы выяснить принципиальную возможность постройки больших по диаметру зеркал, чем зеркало крупнейшего в мире (на тот момент) телескопа БТА в САО. [1]

С середины 1980х до 2018го телескоп находился на консервации. В начале 2018го года было принято решение о его восстановлении с созданием новой оптики и системы управления. Монтировка и труба телескопа находятся в хорошем состоянии. Электронное оборудование, предназначенное для управления монтировкой, сильно устарело, ремонт затруднён ввиду отсутствия элементной базы 70-х годов. Система управления сегментами главного зеркала также неремонтопригодна и имеет принципиальный конструктивный

<sup>©</sup> Харченко А. В., Назаров С. В., 2022

недостаток — каждый сегмент имеет только две степени свободы, а для совмещения изображений с сегментов с точностью до фазы необходимо три.

Поэтому было принято решение о сохранении механической части телескопа (павильон, монтировка, приводы и труба), изготовлении новой системы управления и в будущем о замене оптической системы. В 2021 году система управления изготовлена, на монтировку временно установлен небольшой телескоп диаметром 350 мм, на котором начались наблюдения.

Проводятся доработки системы управления и дальнейшее её совершенствование, нацеленное на создание полностью автоматического телескопа, не требующего присутствия человека.

Проведены первые расчеты оптической системы. Рассматриваются варианты изготовления гиперболического зеркала с корректором в прямом фокусе и системы Ричи-Кретьена с корректором.

# Аппаратное устройство системы

Аппаратура телескопа «Синтез» в настоящее время включает в себя:

- Временный телескоп рефлектор Ньютона 1765/350, гид 60мм,
- 2 камеры (основная QHY9 и гидирующая QHY5),
- Фокусёр,
- Колесо фильтров 7х1.25",
- Монтировка телескопа «Синтез»,
- Сдвижная крыша павильона с электроприводом.

Система управления состоит из:

- Системного контроллера,
- Двух одинаковых контроллеров движения монтировки,
- Одноплатного компьютера,
- Компьютера наблюдателя,
- Подсистемы электропитания.

Имеющаяся монтировка приводится в движение двумя идентичными приводами, каждый из которых включает 3 электродвигателя и 2 сельсина-датчика положения (грубый и точный). Для управления ими разработаны и изготовлены 2 модуля управления приводами, каждый из которых обеспечивает все функции для точного позиционирования, часового ведения и автогидирования по одной оси. Модули позволяют наводить монтировку и сопровождать объекты как в неподвижной, так и в движущейся системе координат.

Модулями управления приводами, в свою очередь, управляет одноплатный миникомпьютер по протоколу Modbus/RTU (стандартному для промышленной аппаратуры).

Двигатели монтировки имеют большой момент инерции (время разгона до максимальной скорости 36 секунд), поэтому был разработан специальный регулятор. Регулятор во время движения постоянно рассчитывает тормозной путь от текущей точки и начинает контролируемое торможение, как только конечная точка тормозного пути оказывается поблизости от точки назначения.

В околозенитной области телескоп как правило наводится с точностю лучше 15" без необходимости поправок, синхронизации и установки начального положения. Периодическая ошибка монтировки составляет около 8", применение автогида (PHD2) уменьшает ошибку до 0,6-2" в зависимости от состояния атмосферы.

На монтировку дополнительно установлены оптические энкодеры, однако с помощью сельсинов достигнута лучшая точность позиционирования.

Для общего управления крышей, телескопом и освещением использован промышленный контроллер «Овен ПЛК-100», для него написана программа, реализующая всю необходимую логику управления. Контроллер также управляется по протоколу Modbus.

# Программное обеспечение

При проектировании системы было решено, что блоки для взаимодействия между собой должны использовать открытые и стандартные протоколы. Для контроллеров монтировки и крыши были написаны драйверы ASCOM.

Чтобы дать возможность управлять телескопом с любого из компьютеров локальной сети «Синтеза», реализован протокол Alpaca, с помощью платформы ASP.NET Core — это позволило сделать кроссплатформенный драйвер, работающий как под Windows, так и под Linux.

Сделан веб-интерфейс, позволяющий управлять телескопом с любого компьютера локальной сети «Синтеза».

# Автоматизация наблюдений

Наличие ASCOM-драйверов для всех устройств телескопа позволило управлять телескопом и производить съёмку с помощью множества разных программ: Cartes du Ciel, NINA, MaximDL и т.д. Наиболее подходящей для решения наших задач оказалась программа «NINA», с помощью которой наблюдения производятся с 2021 года, в том числе удалённо.

NINA позволяет автоматизировать процесс съёмки, что значительно сокращает нагрузку на наблюдателя. Но участие человека в наблюдениях необходимо для подготовки системы к наблюдениям, остановки и возобновления наблюдений при изменении погодных условий, восстановления работы при возникновении ошибок и нештатных ситуаций.

В то же время известны системы, способные работать совсем без участия человека, например, Master [2]. Это позволяет более эффективно использовать доступное наблюдательное время. Поэтому возникла задача полной автоматизации системы.

Задачу автоматизации можно решить, используя программу для наблюдения, которая имеет программный интерфейс для управления. NINA в настоящее время его не имеет, хотя работа ведётся. Есть ещё несколько систем, пригодных для автоматизации — Kstars/EKOS, CCDCIel, AROM, Chimera, RTS2, Forte, LCO. Для «Синтеза» выбрана Forte [3].

На конец 2021 года удалось произвести автоматическую пробную съёмку с помощью Forte. Были обнаружены некоторые несовместимости Forte с нашей аппаратурой и драйверами, они устраняются.

Forte полностью решает задачу наведения и съёмки, но не имеет функции планирования наблюдений. Ей, как и многим другим программам, требуется подать на вход готовую программу наблюдений, которую она исполнит. В случае возникновения ошибки скорректировать программу наблюдений и возобновить работу. Требуется написать программу — планировщик, которая будет анализировать условия наблюдения каждого объекта и выбирать, какой объект наблюдать в какое время.

Структура будущего автоматического телескопа такая:

• Веб-интерфейс позволяет просматривать список заданий, вводить новые задания, редактировать уже созданные, но не начавшие выполняться, просматривать результаты выполнения задания. Для администраторов доступен полный список заданий и возможность менять приоритет, для обычных пользователей доступны только свои задания,

- Программа-планировщик выбирает из списка заданий то, которое будет выполняться «прямо сейчас», формирует задачу для Forte и контролирует состояние выполняемой задачи,
- FORTE обеспечивает выполнение наблюдательных задач, предварительную обработку и сохраняет отснятые кадры на диск,
- На нижнем уровне всем оборудованием управляют драйверы ASCOM/Alpaca.

Каждое задание представляет собой запись в базе данных со следующими полями:

- Пользователь, поставивший задание,
- Название объекта (необязательное),
- Координаты,
- Программа съёмки (длительность экспозиции, фильтр, количество экспозиций, количество повторов),
- Ограничения: по времени (актуально для транзиентов), по яркости неба,
- Приоритет назначается администраторами, по умолчанию все задания имеют одинаковый приоритет,
- Состояние задания (не выполнялось, выполняется, выполнено, отменено),
- Результаты (ссылки на отснятые кадры).

Планировщик для каждого из n заданий вычисляет функцию качества, показывающую предполагаемое качество выполнения задания, если оно начнётся в момент времени t для текущего времени и начинает выполнять задание с наибольшим значением функции.

Если при этом значение функции в текущий момент значительно меньше максимума, и максимум находится в недалёком будущем (ближайшая ночь), планировщик будет ожидать момента времени, когда значение функции будет близко к максимуму, при этом проверяется возможность выполнения задания со следующим меньшим значением функции.

Это жадный алгоритм и он может давать неоптимальные результаты, поэтому в будущем будет применён какой-либо метод комбинаторной оптимизации с целью выполнить как можно больше заданий с требуемым качеством.

# Заключение

Разработана, изготовлена и введена в эксплуатацию система управления телескопом метрового класса. Система может применяться для модернизации других инструментов, если монтировки используют двигатели постоянного тока, а с доработками — и другие типы двигателей. В качестве датчиков положения могут использоваться сельсины или абсолютные энкодеры с интерфейсом SSI.

Ведётся работа над полной автоматизацией инструмента, проведены первые тесты системы Forte, создаётся сайт телескопа и программа — планировщик заданий.

- [1] Устинов Н. Д. Астрономический телескоп АСТ 1200 с составным главным зеркалом // ОМП. 1985. Vol. 11.
- [2] Kornilov Victor G., Lipunov Vladimir M., Gorbovskoy Evgeny S. et al. Robotic optical telescopes global network MASTER II. Equipment, structure, algorithms // Experimental Astronomy. - 2011. - Vol. 33, № 1. - P. 173-196.
- [3] Kouprianov V. ISON Data Acquisition and Analysis Software : Proc. 6th European Conference on Space Debris. Darmstadt, Germnay. Ed. by L. Ouwehand. : 2013.

### ЗАДАЧА ПОИСКА ОПТИМАЛЬНЫХ ДАТ ДЛЯ ПЕРЕЛЁТА К ПЛАНЕТАМ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ И ПОСТРОЕНИЯ ИЗОЛИНИЙ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОЙ СКОРОСТИ

#### А. Ю. Царегородцев

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, факультет космических исследований

В работе рассматривается задача поиска оптимальных дат для перелёта к планетам Солнечной системы. Для решения данной задачи разработано приложение с пользовательским графическим интерфейсом, позволяющее строить изолинии характеристической скорости.

#### THE TASK OF FINDING OPTIMAL DATES FOR THE FLIGHT TO THE PLANETS OF THE SOLAR SYSTEM AND CONSTRUCTING ISOLINES OF THE CHARACTERISTIC VELOCITY

#### A. Y. Tsaregorodtsev

Lomonosov Moscow State University, Faculty of Space Research

The paper considers the problem of finding optimal dates for a flight to the planets of the Solar system. In order to solve this problem, there has been developed the software with graphical user interface that allows you to display isolines of the characteristic velocity (pork-chop plots).

# Введение

Одной из задач баллистического проектирования перелётов к планетам Солнечной системы является увеличение массы полезной нагрузки космического аппарата за счёт снижения массы топлива, затрачиваемого на проведение манёвров и коррекций. Эта актуальная задача требует нахождения оптимальных дат отлёта от Земли и прилёта к планете назначения в части минимизации характеристических скоростей, создаваемых двигательной установкой. В работе рассмотрены методы и алгоритмы, основанные на решении задачи Ламберта, которые позволяют оперативно ответить на вопрос поставленной задачи. Реализовано программное обеспечение, позволяющее в течение нескольких минут отвечать на вопросы времени планирования миссий при использовании двигателей большой тяги.

# Методика поиска оптимальных дат для межпланетного перелёта

Задача о межпланетном перелёте в данной работе решается в предположении о том, что в начальный момент времени координаты и скорости КА совпадают с координатами Земли, а в конечный момент времени – с координатами и скоростями планеты назначения. Для перелёта к планете-цели двигатель придаёт космическому аппарату два импульса –

<sup>ⓒ</sup> Царегородцев А. Ю., 2022

в начальный и конечный момент времени. Кинематические векторы планет Солнечной системы вычисляются по соответствующим эфемеридам с использованием открытого исходного кода Project Pluto(https://projectpluto.com/). Поле тяготения Солнца считается центральным ньютоновским, а притяжение планет и других тел не учитывается на всём участке перелётной траектории.

Обозначим время перелёта как T, гравитационный параметр Солнца как  $\mu = 1.3271244001899$  км<sup>3</sup> с<sup>-2</sup>, координаты Земли в начальный момент времени и координаты планеты назначения в конечный момент времени как  $\mathbf{r}_0$  и  $\mathbf{r}_1$  соответственно. В рассматриваемой математической модели краевая задача межпланетного перелёта сводится к решению задачи Ламберта:

$$\ddot{\mathbf{r}} = -\mu \frac{\mathbf{r}}{r^3},$$
$$\mathbf{r}(0) = \mathbf{r}_1, \ \mathbf{r}(T) = \mathbf{r}_2.$$

После краткого анализа скорости существующих методов решения задачи Ламберта был выбран метод, основанный на на уравнениях Ламберта [1]. В работе авторы сводят краевую задачу к решению нелинейного уравнения одной переменной:

$$f(x) = \frac{1}{1 - x^2} \left( \frac{\Psi}{\sqrt{|1 - x^2|}} - x + q\sqrt{1 - q^2(1 - x^2)} \right) - \tau = 0$$

Здесь  $q, \Psi, \tau$  - параметры, которые однозначно определяются из краевых условий. Полученное уравнение предлагается решать с помощью метода ложного положения(regula falsi method). Пусть  $x_1, x_2$  - некоторые точки в окрестности решения уравнения f(x) = 0. Итерационная схема метода ложного положения имеет следующий вид:

$$x_1^{(0)} = x_1, x_2^{(0)} = x_2,$$
  
$$x_2^{(n+1)} = \frac{x_1^{(n)} f(x_2^{(n)}) - x_2^{(n)} f(x_1^{(n)})}{f(x_2^{(n)}) - f(x_1^{(n)})},$$
  
$$x_1^{(n+1)} = x_2^{(n)}, n = 1, 2, 3, \dots$$

Начальное приближение  $x_1^0, x_2^0$  предлагается выбирать как -0.5233 и 0.5233.

Так как Земля и планета назначения повторяют своё положение относительно Солнца в соответствии с синодическим периодом планеты назначения, то возможность перелёта с минимальными затратами характеристической скорости так же повторяется в соответствии с ним. Поэтому выбранный для моделирования промежуток времени разбивается на отрезки длиной в синодический период планеты-цели для получения всех локальнооптимальных решений. На каждый из отрезков строится сетка из дат отлёта от Земли и подлёта к планете назначения с шагом в одни сутки, на которой решается задача Ламберта. Затем среди всех полученных решений выбирается оптимальное в смысле минимума характеристической скорости:

$$v_{char} = |\mathbf{v}_{dep}| + |\mathbf{v}_{arr}| \to min$$

Здесь  $\mathbf{v}_{dep}$  - скорость космического аппарата относительно Земли в начальный момент времени,  $\mathbf{v}_{arr}$  - скорость космического аппарата относительно планеты назначения в конечный момент времени. При этом все полученные решения далее используются для построения изолиний характеристической скорости (см. Результаты работы). По оси xотложены даты отлёта, по оси y время перелёта, цвет отображаемых точек отражает величину характеристической скорости, затрачиваемой на миссию с заданными датами перелёта.

# Результаты работы

Для решения поставленной задачи разработано программное обеспечение на языке программирования C++, позволяющее находить оптимальные даты для перелёта к любым планетам Солнечной системы и строить изолинии характеристической скорости. Проведённые вычислительные эксперименты и сравнения с результатами других работ [2], [3], подтверждают корректность полученных результатов.

Вы можете видеть таблицы оптимальных дат для перелёта к Венере и Марсу на промежутке с 2021 по 2031 год (см. таблицы 1, 2). Так же в работе приведен пример работы с созданным программным обеспечением (см. рисунок 1).



Рис. 1. Изолинии характеристической скорости перелёта к Марсу на 2021-2023 годы

# Заключение

Таким образом, было получено программное обеспечение, позволяющее решать задачи начального баллистического проектирования полётов к планетам Солнечной системы. В дальнейшем планируется решать поставленную задачу в более полной модели сил.

Дата	Дата	Длительность	Скорость	Скорость	Характеристическая
отлёта	подлёта	(дни)	отлёта (км/с)	подлёта (км/с)	скорость (км/с)
26.10.2021	05.04.2022	161	2.80	4.76	7.56
27.05.2023	28.10.2023	154	2.58	3.68	6.27
06.12.2024	15.05.2025	160	3.25	2.72	5.97
09.06.2026	09.12.2026	183	3.86	2.99	6.84
11.01.2028	24.07.2028	195	4.64	3.48	8.11
25.10.2029	04.04.2030	161	2.81	4.83	7.64
24.05.2031	27.10.2031	156	2.58	3.80	6.37

Таблица 1. Оптимальные даты для перелёта к Венере с 2021 по 2031 год

Таблица 2. Оптимальные даты для перелёта к Марсу с 2021 по 2031 год

Дата	Дата	Длительность	Скорость	Скорость	Характеристическая
отлёта	подлёта	(дни)	отлёта (км/с)	подлёта (км/с)	скорость (км/с)
01.09.2022	17.08.2023	350	3.84	2.64	6.48
02.10.2024	01.09.2025	334	3.35	2.45	5.80
01.11.2026	07.09.2027	310	3.04	2.57	5.61
24.11.2028	21.09.2029	301	3.01	2.97	5.99
29.12.2030	10.10.2031	285	3.21	3.53	6.74

- [1] Lancaster E., Blanchard R. A Unified Form of Lambert's Theorem // NASA technical notes. 1969. № NASA TN D-5368. P. 1–18.
- [2] Голубев Ю.Ф., Грушевский А.В., Киселева И.П. et al. Баллистическое проектирование полётов к Венере в эпоху 2021-2028 гг. Окна старта // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2018. № 75. Р. 1–32. https://keldysh.ru/papers/2018/prep2018\_75.pdf.
- [3] *Ефанов В.В.* Российский сегмент международной космической экспедиции "ЭкзоМарс-2022, Т.1". Химки : Издатель АО «НПО Лавочкина», 2020. Р. 1–232.

## КОЛЛОКАЦИОННЫЙ ИНТЕГРАТОР, ПОСТРОЕННЫЙ С ПОМОЩЬЮ ПОЛИНОМОВ ЛЕЖАНДРА

#### В. Ш. Шайдулин, А. С. Русаков

Санкт-Петербургский государственный университет

В данной работе представлена реализация коллокационного интегратора для систем обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка. На каждом шаге строится интерполяционный полином, который представляется линейной комбинацией по полиномам Лежандра. Такое представление позволяет построить эффективный алгоритм вычисления коэффициентов интерполяционного полинома и результата интегрирования на каждом шаге. Точность интегратора определяется набором промежуточных узлов, выбираемых для построения интерполяционного полинома.

#### COLLOCATION INTEGRATOR BASED ON LEGENDRE POLYNOMIALS

#### V. Sh. Shaidulin, A. S. Rusakov

St Petersburg State University

This paper presents the implementation of a collocation integrator for system of first-order ordinary differential equations. At each step, we construct the interpolation polynomial represented by a linear combination of the Legendre polynomials. Such a representation allows us to make an effective algorithm for calculating the coefficients of the interpolation polynomial and the result of integration at each step. The accuracy of the integrator is determined by the set of intermediate nodes selected to construct the interpolation polynomial.

# Введение

Коллокационные методы интегрирования представляют собой иную интерпретацию ряда методов класса Рунге–Кутты, которую впервые заметили Хаммер и Холлинсворт [1]. В дальнейшем удалось обобщить идею представления решения в полиномиальном виде для методов разных порядков [2]. Интересно отметить, что в отличие от других методов интегрирования мы получаем непрерывное решение на каждом шаге. В данной работе представлена одна из возможных реализаций коллокационного метода интегрирования.

#### Реализация коллокационного метода интегрирования

Допустим, что нам необходимо проинтегрировать систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\dot{\mathbf{y}} = \mathbf{f}(t, \mathbf{y}),\tag{1}$$

где **у** — вектор некой размерности n, **f** — вектор-функция правых частей и t — время. Коллокационные методы интегрирования предлагают представлять решение системы на шаге величины h с началом в  $t_0$  в виде полинома **u** заданной степени s:

$$\mathbf{y}(t_0 + h\tau) \approx \mathbf{u}(\tau).$$

<sup>©</sup> Шайдулин В. Ш., Русаков А. С., 2022

Величина au представляет собой безразмерное время, изменяющееся на отрезке [0,1].

Полином **u** мы можем представить различными способами, нам удобен следующий вид:

$$\mathbf{u}(\tau) = \sum_{k=0}^{s} \boldsymbol{\alpha}_k P_k(\tau).$$

Здесь  $\alpha_k$  — векторные коэффициенты полинома, разложенного по базису смещенных полиномов Лежандра  $P_k(\tau)$ , определенных на отрезке [0, 1]:

$$P_k(\tau) = \frac{1}{k!} \frac{d^k}{d\tau^k} \Big( \tau^k (\tau - 1)^k \Big).$$

Если получится каким-либо образом определить значение всех коэффициентов  $\alpha_k$ , то мы получим оценку **у** в момент времени  $t_0 + h$ :

$$\mathbf{y}(t_0 + h) \approx \mathbf{u}(1) = \sum_{k=0}^{s} \boldsymbol{\alpha}_k P_k(1) = \boldsymbol{\alpha}_0 + \sum_{k=1}^{s} \boldsymbol{\alpha}_k.$$
 (2)

Последнее равенство выполняется, потому что  $P_k(1) = 1$  для любого k.

Для поиска значений s + 1 коэффициента  $\alpha_k$  можно составить систему уравнений с помощью (1). Сперва заметим, что

$$\dot{\mathbf{y}}h \approx \mathbf{u}'.$$
 (3)

Здесь точкой обозначается производная по времени t, а штрихом — по безразмерному времени  $\tau$ . Мы можем определить s уникальных точек  $c_j \in [0,1]$  и для каждой из них с помощью (1) и (3) записать уравнение:

$$\sum_{k=1}^{s} \boldsymbol{\alpha}_{k} P_{k}'(c_{j}) = \mathbf{f}(t_{0} + hc_{j}, \mathbf{y}_{j})h, \qquad \mathbf{y}_{j} = \sum_{k=0}^{s} \boldsymbol{\alpha}_{k} P_{k}(c_{j}).$$
(4)

В итоге составляется система из *s* нелинейных уравнений, и чтобы она была полна, требуется добавить еще одно уравнение:

$$\mathbf{y}(t_0) = \boldsymbol{\alpha}_0 + \sum_{k=1}^s \boldsymbol{\alpha}_k P_k(0) = \boldsymbol{\alpha}_0 + \sum_{k=1}^s \boldsymbol{\alpha}_k (-1)^k.$$
(5)

Решать систему можно итеративными способами, начиная с некоторого начального приближения. Например, сперва можно вычислять правую часть (4), используя имеющиеся  $\alpha_k$ , разрешать (4) как систему линейных уравнений для  $\alpha_k$  при  $k = 1, \ldots, s$  (метод Пикара), и из (5) определять  $\alpha_0$ . Эту процедуру можно повторять до достижения необходимой точности.

Порядок точности построенного интегратора определяется узлами сетки  $c_j$  и совпадает с порядком точности квадратурной формулы интерполяционного типа, построенной на той же сетке. Например, мы можем использовать квадратуру Лобатто и назначить узлами сетки корни интеграла от смещенного полинома Лежандра степени s - 1:

$$\int_{0}^{\tau} P_{s-1}(\tau) d\tau = \frac{1}{(s-1)!} \frac{d^{s-2}}{d\tau^{s-2}} \Big( \tau^{s-1} (\tau-1)^{s-1} \Big).$$

Тогда точность получаемого интегратора —  $O(h^{2s-2})$ .

Альтернативно, мы можем рассмотреть систему (4) как матричное уравнение, если соберем  $\alpha_k$  при  $k = 1, \ldots, s$  в матрицу  $\mathcal{A}$  размера  $n \times s$ ,  $\mathbf{f}(t_0 + hc_j, \mathbf{y}_j)h$  в матрицу  $\mathcal{F}$ 

размера  $n \times s$  и  $P'_k(c_j)$  в матрицу C размера  $s \times s$ . В матрицах  $\mathcal{A}$  и  $\mathcal{F}$  столбцы представляют соответствующие вектора в порядке возрастания индексов k и j. В матрице C индекс k перечисляет столбцы, а j — строки. Тогда мы можем записать (4) в виде:

$$\mathcal{AC}^T = \mathcal{F}.$$

Теперь на каждом шаге итеративного процесса мы можем вычислять напрямую

$$\mathcal{A} = \mathcal{F}\mathcal{C}^{-T},\tag{6}$$

поскольку  $C^{-T}$  нам известна заранее и не требует повторных вычислений.

К тому же, мы можем исключить из алгоритма вычисление коэффициента  $\alpha_0$ , если выразим его из (5):

$$\boldsymbol{\alpha}_0 = \mathbf{y}(t_0) - \sum_{k=1}^s \boldsymbol{\alpha}_k (-1)^k.$$

Подставляя полученное выражение в (2), получим

$$\mathbf{y}(t_0+h) = \mathbf{y}(t_0) - \sum_{k=1}^{s} \alpha_k (-1)^k + \sum_{k=1}^{s} \alpha_k = \mathbf{y}(t_0) + \sum_{k=1}^{s} \alpha_k \Big( 1 - (-1)^k \Big).$$
(7)

В последней сумме слагаемые с четными k пропадают. Вычисление  $\mathbf{y}_j$  в (4) и (6) меняется следующим образом:

$$\mathbf{y}_j = \mathbf{y}(t_0) + \sum_{k=1}^s \boldsymbol{\alpha}_k \Big( P_k(c_j) - (-1)^k \Big) = \mathbf{y}(t_0) + \mathcal{A}\mathcal{B}_j, \tag{8}$$

где  $\mathcal{B}_j$  — вектор-столбец размера *s*, составленный из величин в скобочках в последней сумме.

#### Заключение

Приведенная схема интегрирования представляет общий шаблон для построения интеграторов разной точности и свойств, которые наследуются от квадратурных сеток, используемых для нахождения коэффициентов  $\alpha_k$ . Например, квадратура Лобатто позволяет построить симметричный интегратор высокой точности, который сохраняет ряд интегралов дифференциальных уравнений, связанных с симметрией по времени (если таковые существуют). Код интегратора реализован на языке программирования C++ (стандарт C++20) и доступен для скачивания по ссылке https://github.com/shvak/collo

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 19-72-10023.

- Hammer P. C., Hollingsworth J. W. Trapezoidal methods of approximating solutions of differential equations // Math. Tables Aids Comput. - 1955. - Vol. 9. - P. 92-96.
- [2] Hairer E., Wanner G., Lubich C. Geometric Numerical Integration: Structure-Preserving Algorithms for Ordinary Differential Equations. Second Edition. — Springer, 2006. — P. 644.



# Содержание

Студенческие доклады	4
Балута А. Ю., Пружинская М. В. Стандандартизация сверхновых с учетом	_
поправки за окружение	5
Бородина О. И. Изучение эволюции рассеянных звездных скоплений после	
выметания звездообразующего газа	9
Гималиева А. Д., Салий С. В., Кирсанова М. С. Сложные молекулы в	-
направлении V645 Суд	13
Гонтарев Р. А. Численное молелирование линамики ИСЗ в орбитальных	10
элементах Роя	17
Ефремова П. Л. Спектральное исследование катаклизмической переменной	11
V795 Her	20
Зозуля В Л Формирование и аволюция быстрых баров с точки зрения	20
моханизма. Динлон Болла	24
$\mathbf{K}$ ирюхица $\mathbf{B}$ <b>A Назаров</b> $\mathbf{C}$ $\mathbf{B}$ Мотодика понска поналости и поромани и	24
Кирюхина Б. А., Пазаров С. Б. методика поиска неизвестных переменных	20
$\mathbf{W}_{2}$	20
<b>КОСТЮК Б. С.</b> Гравитационная неустоичивость в спиральных рукавах галактики	20
$\mathbf{NGU} = \mathbf{D} = \mathbf{D} = \mathbf{D} = \mathbf{D} = \mathbf{D}$	30
Кочкина В. Ю. Определение параметров затменного поляра IRAS	9.4
$J184542.4+483134 \dots K H M$	34
Лаврухина А. Д., Маланчев К. Л. Метод автоматического поиска плато на	
кривых блеска переменных звезд	38
Маркозов И. Д. Гидродинамическе моделирование аккреции на полюса	4.2
нейтронной звезды	42
Михневич В. О., Селезнев А. Ф. Метод отбора звезд из Gaia EDR3 для	
статистического исследования рассеянного скопления	46
Накибов Р. С., Урсулов А. В. Траектории массивных тел в моделях с	
отрицательной космологической постоянной и структура спиральных галактик	: 50
Никоноров К. М. Исследование ударного воздействия на двойные астероиды .	54
Охандеров И. Н., Землянуха П. М. «Оценка физических параметров плотного	
ядра L1287 с помощью метода главных компонент и k-ближайших соседей»	60
Пазухин А. Г., Зинченко И. И., Трофимова Е. А. Фракционирование	
дейтерия в областях образования массивных звезд	64
<b>Панарин С. С.</b> Анализ спектральных наблюдений поляра Swift J0706.8 $+0325$ .	68
Петрашкевич И. В., Пунанова А. Ф. фракционирование дейтерия в Per-B5.	73
Прокопьева Е. И. Динамика пылинок в аккреционных дисках молодых звезд с	
остаточным крупномасштабным магнитным полем	76
Самигуллин Э. Р., Михневич В. О., Селезнев А. Ф. Выборки вероятных	
членов рассеянных скоплений NGC 1039 и NGC 6124	80
Семенихин Т. А., Корнилов М. В., Пружинская М. В. Гауссовы процессы	
для анализа кривых блеска из Открытого Каталога Сверхновых	84
Смирнов Д. В. Функция светимости галактик с полярным кольцом	88
Цвикки Л. Н., Молярова Т. С. Влияние темпов реакций с фотонами,	
порожденными космическими лучами, на состав газа и льда в	
протопланетных дисках	92
	2
Научные сообщения	96
Балуев Р. В. О влиянии фотосферного поля яркости на точность тайминга	
экзопланетных прохождений	97

А. Е. Богачева Построение статической модели плотности атмосферы Венеры	
для моделирования движения космического аппарата	99
Галушина Т. Ю., Летнер О. Н. О влиянии эффекта Ярковского на резонансное	
движение астероидов с малыми перигелийными расстояниями	102
Горда С. Ю., Ватолин Я. Ю. Возможная цикличность пятенной активности	
новой переменной типа W UMA GSC 3599-2569	105
Гусев В. Д., Кузнецов Э. Д. Моделирование распада двойных	
транснептуновых объектов	109
Дремова Г. Н., Дремов В. В., Тутуков А. В. Кинематика планетной системы вблизи	
Сверхмассивной Черной дыры	113
Ефремов В. В., Попова О. П., Глазачев Д. О., Маргонис А., Оберст Ю.,	
Карташова А. П. Особенности определения параметров мелких метеорных	
тел	117
Золотарёв Р. В., Шустов Б. М. О распределении метеорных частиц по массе	122
Ладейщиков Д. А. О кросс-идентификации объектов для планирования	
наблюдений на наземных и космических обсерваториях	126
Лютых А. В. АППРОКСИМАЦИЯ КРИВЫХ БЛЕСКА НА ПРИМЕРЕ	
ДАННЫХ PLASTICC	130
Малофеева А. А., Селезнев А. Ф. Неразрешенные двойные и кратные системы	
в рассеянном скоплении Плеяды	134
Масленникова Н.А., Татарникова А. А., Татарников А. М.	
ОПТИЧЕСКИЙ ФЛИККЕР-ЭФФЕКТ У СИМБИОТИЧЕСКИХ ЗВЕЗД	
$\mathrm{CSS}\ 1102\ \mathrm{M}\ \mathrm{DQ}\ \mathrm{SER}\ .$	138
Микрюков Д. В. Астроцентрические координаты в планетной задаче	142
Назаров С. В., Харченко А. В. Первые результаты телескопа «Синтез»	146
Пахомова П. В. О синхронизации компонентов двойных систем ранних	
спектральных типов	150
Плакитина К. В., Кирсанова М. С. Излучение молекул в молодых массивных	
звездных объектах из RCW 120	154
Подобная Е. Д., Попова О. П., Глазачев Д. О. Оценки траектории для	
недавних импактов на Марсе	158
Попов И. П., Левитская Т. И., Радченко Т. А. Обработка спутниковых	
снимков в программном комплексе ENVI для мониторинга состояния	
растительного покрова	162
Попова М. Э. Кинематика диска Галактики по данным о рассеянных звездных	
скоплениях	166
Рыспаева Е. Б., Холтыгин А. Ф. Три новых возможных аналога $\gamma$ Cas	171
Санникова Т. Н. Сравнение методов Лапласа и параметров видимого	
движения при определении предварительной орбиты космического объекта	
по короткому треку наблюдений	175
Смирнова К. И., Вибе Д. З. Исследование связи молекулярного и атомарного	
газа в комплексах звездообразования галактик NGC 5194, NGC 5457,	
NGC 628 и NGC 6946	180
Соболев А. М. АККРЕЦИОННЫЕ ВСПЫШКИ МАССИВНЫХ МОЛОДЫХ	
ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ И ЭКЗОПЛАНЕТЫ	183
Сюсина О. М., Авдюшев В. А. Исследование нелинейности обратных задач	
астероидной динамики в различных орбитальных параметрах	187
Федотов А. А., Балуев Р. В. Поиск асимметрии инфракрасного профиля	
яркости экзопланеты HD209458b	190

Хайбрахманов С. А., Соболев А. М. Анализ механизмов переменности и	
свойств мазера метанола G33.641-0.228	195
Харченко А. В., Назаров С. В. Система управления телескопа «Синтез»	200
Царегородцев А. Ю. Задача поиска оптимальных дат для перелёта к планетам	
Солнечной системы и построения изолиний характеристической скорости	204
Шайдулин В. Ш., Русаков А. С. Коллокационный интегратор, построенный	
с помощью полиномов Лежандра	208
Список участников конференции	211

# Contents

Students talks	4
Baluta A. Yu., Pruzhinskaya M. V. Host galaxy morphology correction in	_
supernovae standardization	5
Borodina O. I. Evolution of the density distribution of bound clusters after residual	
star-forming gas expulsion $\ldots$	9
Gimalieva A. D., Salii S. V., Kirsanova M. S. Complex molecules towards V645 Cvg	g 13
Gontarev R. A. Numerical simulation of AES dynamics in Rov's orbital elements	, 17
Efremova P. D. Spectral study of V795 Her cataclysmic variable	20
Zozulia V. L. Formation and evolution of fast bars from the point of view of the	24
<b>Kirukhina V A Nazarov S V</b> A method for soarching for unknown variable stars	24
radiating in the X-ray	28
Kostiuk V. S. Gravitational instability in the spiral arms of galaxy NGC 3627	$\frac{-0}{30}$
Kochkina V. Y. Determination of the parameters of the eclipsing polar 1RXS	24
$J_{104}J_{42.4}+400104$ $K_{10}$ $M_{10}$	54
curves of variable stars	20
Monkerov I. D. Hudrodynamic simulation of acception on the poles of a neutron star	- 30 - 49
Mikhneyich V O Soloznov A F Method for solociting stars from Cais EDP3 for	42
statistical investigation of an open eluctor	46
Nakibov <b>P S</b> Urgulov <b>A</b> V Orbits of massive particles in possible cosmological	40
constant models and structure of spiral selavies	50
Tokhow I A Vtorow V V Trotiv T T Instructions for the propagation of	50
papers to be presented at the conference "Astronomy and Space Research"	54
Okhanderov I N Zemlyanukha P M Estimation of the physical parameters of	94
the dense core L1287 using the method of principal components and k-nearest	60
$\mathbf{P}_{\mathbf{r}} = \mathbf{P}_{\mathbf{r}} + $	00
star forming regions	64
<b>Departin S. S.</b> Spectrogeopie study of the polar Swift 10706 8   0225	69 69
<b>Parashkovich I. V. Pupanova A. F.</b> Doutorium fractionation in Par B5	00 72
<b>Prokop'ova F</b> I Dynamics of dust particles in accretion disks of young stars with	75
fossil large-scale magnetic field	76
Samigullin E B Mikhnevich V O Seleznev A F Samples of the probable	10
members of open clusters NGC 1039 and NGC 6124	80
Semenikhin T A Kornilov M V Pruzhinskava M V Gaussian processes for	00
light curve analysis from the Open Supernova Catalog	84
Smirnov D V Luminosity function of polar-ring galaxies	88
Zwicky L. N. Molyarova T. S. Impact of rates of reactions with cosmic ray induced	00
photons on gas and ice composition in protoplanetary discs	92
Contributed talks	96
Baluev R. V. On the impact of photospheric brightness field on exoplanetary transit	~-
timings accuracy	97
<b>A. E. Bogacheva</b> Construction of a static model of the density of the atmosphere of	00
Venus to simulate the motion of a spacecraft	99
Galusnina I. Yu., Letner O. N. About influence of the Yarkovsky effect on the motion of asteroids with small perihelion distances	102

Gorda S. Yu., Vatolin Y. Yu. Possible periodic spot activity of the new W	
UMa-type variable GSC 3599-2569	105
Gusev V. D., Kuznetsov E. D. Modeling the disintegration of binary trans-	
Neptunian objects	109
Dryomova G. N., Dryomov V. V., Tutukov A. V. Kinematics of a planetary	
system near a Supermassive Black Hole	113
Efremov V, Popova O. P., Glazachev D. O., Margonis A., Oberst J.,	
Kartashova A. P. Aspects of small-size meteor parameters determination	117
Zolotarev R. V., Shustov B. M. On the mass distribution of meteor particles	122
Ladeyschikov D. A. Online observation planner for the World Space Observatory-	
Ultraviolet project	126
Liutykh A. V. APPROXIMATION OF THE LIGHT CURVES USING THE	
EXAMPLE OF PLASTIC DATA"	130
Malofeeva A. A., Seleznev A. F. Unresolved binary and multiple systems in the	
Pleiades open cluster	134
Maslennikova N. A., Tatarnikova A. A., Tatarnikov A. M. OPTICAL	
FLICKERING OF THE SYMBIOTIC STARS CSS 1102 AND DQ SER	138
Mikryukov D. V. Astrocentric coordinates in the planetary problem	142
Nazarov S. V., Kharchenko A. V. First results of the telescope «Sintez»	146
Pakhomova P. V. On synchronization in early spectral type binaries	150
Plakitina K. V., Kirsanova M. S. Molecular emission from young massive stellar	
objects in RCW 120	154
Podobnaya E. D., Popova O. P., Glazachev D. O. Trajectory estimation for fresh	
impacts on Mars	158
Popov I. P., Levitskaya T. I., Padchenko T. A. Processing of satellite images in	
the ENVI software for monitoring the condition of crop	162
Popova M. E. Kinematics of the Galactic disk based on Open Cluster Data	166
<b>Ryspaeva E. B., Kholtygin A. F.</b> Three possible candidates to $\gamma$ Cas analogues .	171
Sannikova T. N. Comparison of the Laplace method and the method of apparent	
motion parameters in determining a preliminary orbit for a space object along a	
short observation track	175
Smirnova K. I., Smirnova D. S. Study of the relationship between molecular	
and atomic gases in star-forming complexes of galaxies NGC 5194, NGC 5457,	
NGC 628 and NGC 6946	180
Sobolev A. M. ACCRETION BURSTS OF MASSIVE YOUNG STELLAR	
OBJECTS AND EXOPLANETS	183
Syusina O. M., Avdyushev V. A. Study of the nonlinearity of inverse asteroids	
dynamics problem in various orbital parameters	187
Fedotov A. A., Baluev R. V. Search for asymmetry of exoplanet HD209458b	
infrared brightness profile	190
Khaibrakhmanov S. A., Sobolev A. M. Analysis of the mechanisms of variability	
and properties of the methanol maser G33.641-0.228	195
Kharchenko A. V., Nazarov S. V. "Sintez" telescope control system	200
Tsaregorodtsev A. Y. The task of finding optimal dates for the flight to the planets	
of the Solar systems and constructing isolines of the characteristic velocity	204
Shaidulin V. Sh., Rusakov A. S. Collocation integrator based on Legendre	
polynomials	208

# List of participants